ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 13 NOVEMBRE 1950.

PRÉSIDENCE DE M. GASTON JULIA.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** souhaite la bienvenue à M. **Philippe Frank**, Professeur à l'Université Harvard, qui assiste à la séance.

M. le **Secrétaire perpétuel** annonce à l'Académie que le Tome 225 (2e semestre 1947) des *Comptes rendus* est en distribution au Secrétariat.

THÉORIE DES ENSEMBLES. — *La régularité métrique des familles d'ensembles.* Note de M. **Arnaud Denjoy**.

Cette Note complète celle du 16 octobre 1950, en rectifiant la définition de la parfaite régularité des familles d'ensembles, relativement à une métrique valable dans l'espace les contenant. On s'appuie sur la discrimination, dans l'ensemble indéfiniment couvert par une famille régulière, de sous-ensembles, les uns noyaux, les autres enveloppes.

En rapport avec les généralisations du théorème classique de Vitali, j'ai défini une *régularité métrique* des familles d'ensembles dans un espace U où une mesure-φ d'une certaine classe d'ensembles a été définie [1].

La métrique-φ peut être par exemple l'aire euclidienne de Carathéodory dans l'espace à quatre dimensions. La classe correspondante est celle des ensembles ayant une aire déterminée et finie.

La famille G d'ensembles γ est *régulière au sens de la métrique-*φ si elle remplit les conditions suivantes :

1° Tout ensemble γ de G a une mesure-φ déterminée et positive;

---

[1] *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 737. Consulter également mes Notes antérieures *ibid.*, p. 560-562 et 600-602.

2° Quel que soit γ dans G, les points M de U étrangers à γ, et indéfiniment couverts (au sens de la métrique-φ) par les γ' joints à γ forment un ensemble $\rho(\gamma)$ de mesure-φ nulle, à moins que $\rho(\gamma)$ ne soit pas vide;

3° Il existe deux nombres a et $b(1 < a < b)$ indépendants de γ, tels que la réunion $\Omega(\gamma)$ des γ' de G joints à γ et vérifiant $\varphi(\gamma') < a\varphi(\gamma)$ a une mesure extérieure moindre que $b\varphi(\gamma)$;

4° La mesure extérieure de l'ensemble D réunion des γ est finie.

Si l'on considère la famille G dans son intégralité, et non pas des familles partielles de G, on peut supposer D mesurable-φ, quitte à retrancher de certains γ, ou de chacun d'eux, un ensemble de mesure-φ nulle, dans le cas où D ne serait pas mesurable-φ. En effet, dans ce dernier cas, $D = X + Y$, X étant mesurable-φ, avec

$$\varphi(X) = \varphi_i(D), \qquad \varphi_i(Y) = 0, \qquad \varphi_e(Y) = \varphi_e(D - X).$$

D'après $\gamma \subset D$, $\gamma = \gamma.D = \gamma.X + \gamma.Y$; γ et $\gamma.X$ sont mesurables, $\gamma.Y$ l'est donc aussi et $\varphi(\gamma.Y) \leqq \varphi_i(Y) = 0$. Si $\gamma' = \gamma - \gamma.Y = \gamma.X$, $\varphi(\gamma - \gamma') = 0$ et $D' = \Sigma\gamma' = X$ est mesurable-φ.

Si $\Delta = \Delta(G)$ est l'ensemble indéfiniment couvert par la famille G, nous avons montré que Δ est mesurable-φ; il est possible de trouver dans G une collection d'ensembles disjoints γ_1, γ_2, ... de façon que, si $\Gamma = \Sigma\gamma_i$, $\varphi(\Delta - \Delta.\Gamma) = 0$, $\varphi(\Gamma - \Gamma.\Delta) < \varepsilon$, le nombre positif quelconque ε étant préalablement donné.

Parmi les sous-ensembles de Δ et *relativement à la famille régulière* G, nous distinguerons des *ensembles-noyaux* et des *ensembles-enveloppes*.

Ils rappelleront, aux ensembles de mesure nulle près, les ensembles fermés et les ensembles ouverts des espaces cartésiens en mesure euclidienne, quand, dans U_r, la famille G est formée de toutes les sphères ou de tous les intervalles réguliers à r dimensions où l'écart à l'origine est inférieur à un nombre donné.

F, sous-ensemble de Δ, est un *ensemble-noyau* si la famille G(F) formée par les γ de G joints à F couvre indéfiniment un ensemble $\Delta[G(F)]$ n'excédant F que d'un ensemble de mesure-φ nulle.

O, sous-ensemble de Δ, est un *ensemble-enveloppe*, s'il existe une famille $G'(O)$ formée d'ensembles γ appartenant à G et vérifiant ces deux conditions : 1° l'ensemble $\Delta[G'(O)]$ indéfiniment couvert par les γ de $G'(O)$ est identique à O, éventuellement diminué d'un ensemble o de mesure-φ nulle; 2° quel que soit le point M dans $O - o$ et la suite d'ensembles γ^n contenant M et de mesure-φ tendant vers 0, les γ^n appartiennent tous, sauf un nombre fini d'entre eux, à $G'(O)$.

Δ est à la fois noyau et enveloppe. Si F est noyau, $O = \Delta - F$ est enveloppe. Et $G - G(F)$ constitue une famille $G'(O)$.

Dans notre Note du 16 octobre 1950, nous réservions la qualification de parfaitement régulières aux familles G telles que, pour tout ensemble H mesu-

rable-φ inclus dans Δ, la famille $G(H)$ des γ joints à H couvrît indéfiniment un ensemble n'excédant H que d'un complément de mesure-φ nulle. Dans une telle famille, tous les ensembles étaient des noyaux, ce qui réduit énormément la nature des familles G correspondantes. Nous retirons cette définition et nous lui substituons la suivante :

La famille G sera dite *parfaitement régulière* si tout ensemble H inclus dans $\Delta(G)$ et mesurable-φ est compris entre un ensemble-noyau F et un ensemble enveloppe G de façon que, ε étant positif quelconque, préalablement donné,

$$F \subset H \quad \text{et} \quad \varphi(H - F) < \varepsilon; \qquad H \subset O \quad \text{et} \quad \varphi(O - H) < \varepsilon.$$

$\Delta - H$ étant mesurable-φ en même temps que H, chacun de ces couples de conditions entraîne l'autre.

L'épaisseur de H en un point M de Δ étant la limite unique, si elle existe, du rapport $\varphi(H.\gamma)/\varphi(\gamma)$, quand, γ contenant M, $\varphi(\gamma)$ tend vers zéro, cette épaisseur est 1 sur une plénitude-φ de H et 0 sur une plénitude-φ de $\Delta - H$, *dans l'hypothèse où la famille* G *est parfaitement régulière*.

La fonction d'ensemble $\psi(E)$ étant *définie, bornée, métriquement continue sur le champ des sous-ensembles mesurables-*φ *de* Δ, et la dérivée de $\psi(E)$ en un point M de Δ étant par définition la limite unique, si elle existe, du rapport $\psi(\gamma.\Delta)/\varphi(\gamma.\Delta)$ quand, γ contenant M, $\varphi(\gamma)$ tend vers zéro [si les ensembles de mesure-φ nulle n'ont pas de rôle à jouer dans la question étudiée, on peut remplacer le dénominateur $\varphi(\gamma.\Delta)$ par $\varphi(\gamma)$], $\psi(E)$ *possède une dérivée finie sur une plénitude-*φ *de* Δ, *quand la famille* G *est parfaitement régulière*.

Les caractères de l'ensemble Δ déterminés par la famille G, sont étrangers : d'une part à la notion de distance, car dans un espace distancié, par exemple cartésien, les ensembles γ de mesure-φ (γ) finie ou même infiniment petite peuvent être non bornés, partout denses; d'autre part, à la notion de voisinage, car les γ contenant un même point M de Δ peuvent avoir en commun tout un ensemble de mesure-φ nulle de points M' topologiquement indiscernables de M, sans que cette relation soit ni réciproque ni transitive.

GÉOGRAPHIE BOTANIQUE. — *Sur la présence dans les Deux-Sèvres du* Vaccinium Myrtillus *L.* Note (*) de M. **René de Litardière**.

Jusqu'en 1933, la présence du *Vaccinium Myrtillus* L. en Poitou resta ignorée. Signalée seulement jusqu'ici en deux points du Bocage vendéen, la plante existe aussi dans les Deux-Sèvres, en Gâtine. Elle apparaît comme une relique d'une flore pléistocène froide.

La présence du *Vaccinium Myrtillus* L. dans le Centre-Ouest de la France, entre le Massif Armoricain et le Limousin, resta ignorée jusqu'en 1933. A cette époque, lors d'une

(*) Séance du 23 octobre 1950.

excursion faite en Vendée par l'École forestière de Nancy, une touffe de la plante fut découverte par M. Guinier dans une clairière de la forêt de Vouvant [1]. Par la suite M. Charrier signalait l'existence de la Myrtille dans une autre localité du Bocage vendéen, située à une cinquantaine de kilomètres au Nord-Ouest, le bois de la Noue, près Bourg-sous-la-Roche [2].

Ces faits, malgré l'intérêt qu'ils présentaient du point de vue géobotanique, furent brièvement consignés dans le relevé de la correspondance adressée à la Société botanique du Centre-Ouest, la table du Bulletin n'en faisant même pas mention; ils ont pu passer inaperçus de la majorité des botanistes. C'est ainsi que la flore française la plus récente, celle de P. Fournier [3], donne les indications suivantes quant à la répartition de cette plante : « Bois clairs, arbustaies, humus siliceux humide. C. (400-2500^{m}) et N.-W.; R. R. (0-400^{m}); nul : Centre-W. et S.-W., Médit. 1 ».

Les localités de Vendée semblaient jusqu'ici être les seules existant dans le Centre-Ouest. Le fait est cependant inexact.

Dernièrement, lors d'une conversation que nous eûmes avec M. F. Bordier, maire de Vausseroux (Deux-Sèvres), nous apprîmes qu'il avait observé une plante qui devait être la Myrtille; il l'avait remarquée au cours de ses chasses, notamment dans la forêt de la Saisine [4], sur ses propriétés.

Accompagné de M. Bordier, nous nous sommes rendu dans la forêt de la Saisine et avons pu observer une dizaine d'exemplaires de la plante, qui est bien le *Vaccinium Myrtillus* L. La localité où elle se trouve, distante d'environ 4^{km},500 de Saint-Lin, est située dans la commune de Clavé, à 20-30^{m} de la route Vautebis-Saint-Lin, à l'altitude de 219^{m}; là, dans une partie très touffue de la forêt, en sol riche en humus, nous avons noté la composition floristique suivante, sur une surface d'environ 100$^{m^2}$:

Strate arborescente-arbustive : *Pinus silvestris* L. (r.) [5], *Betula verrucosa* Ehrh. (r. r.), *Fagus silvatica* L. (r. r.), *Castanea sativa* Mill. (c. c.), *Quercus Robur* L. (c. c.), *Pyrus communis* L. (r. r.), *Cytisus scoparius* (L.) *Link* (r. r.).

Strate herbacée : *Pteridium aquilinum* (L.) Kuhn (c. c.), *Molinia cœrulea* (L.) Mœnch (c.), *Vaccinium Myrtillus* L. (r.).

D'après M. Bordier, le *Vaccinium* fructifierait normalement, cependant les

---

(1) *Bull. Soc. bot. Centre-Ouest*, 1933, p. 136-137. La localité doit être précisée ainsi, d'après M. Charrier qui l'explora également et n'y observa qu'un très petit nombre d'individus : entre la maison forestière de la Cornulière et la ferme de la Basse-Guillotière.

(2) Cf. *Bull. Soc. bot. Centre-Ouest*, 1934, p. 130, où on trouve cette indication faussement libellée « Nueil de la Noue près de Burcq sous la Roche ». D'après les renseignements que nous a fournis M. Charrier, la plante y fut découverte par M. L. Batiot. Elle est assez abondante, mais très localisée, dans un bois assez humide, très fourré, de pénétration difficile.

(3) *Les quatre flores de la France*, fasc. 22, 1937, p. 702.

(4) Cette belle forêt qui couvre une superficie d'environ 900^{ha}, est installée sur terrain de transport des plateaux, d'âge pliocène.

(5) Ces pins ont été semés vers 1885.

exemplaires que nous avons vus étaient stériles [6]. M. Charrier nous a fait savoir que dans la forêt de Vouvant la plante paraît également stérile et qu'au Bois de la Noue elle ne fleurit qu'exceptionnellement et fort peu.

En dehors de la forêt de la Saisine, où le *Vaccinium* existerait en quelques autres points situés au Nord et au Sud de la route Vautebis-Saint-Lin, M. Bordier nous a signalé l'avoir observé au Sud-Est de Vausseroux, dans le bois du Chilleau (commune de Vasles), sur sous-sol granulitique.

Le *Vaccinium Myrtillus* occupe donc dans la partie Est de la Gâtine deux petites aires très voisines qui sont distantes d'une quarantaine de kilomètres de la localité vendéenne la plus proche, celle de la forêt de Vouvant, et de plus de 100^{km} de celles du Limousin. La plante apparaît nettement en Poitou comme une relique d'une flore à caractère submontagnard, flore qui, sans nul doute, était plus développée durant les périodes froides du Pléistocène. Il est possible que cette espèce fut plus largement répandue à des époques plus récentes, lorsque les forêts, son milieu d'élection, occupaient un espace beaucoup moins réduit qu'aujourd'hui. M. Bordier croit pouvoir dire, sans toutefois être absolument affirmatif, que la Myrtille s'est raréfiée dans la forêt de la Saisine depuis une quarantaine d'années.

M. **Louis Leprince-Ringuet** s'exprime en ces termes :

J'ai l'honneur de présenter à l'Académie l'Ouvrage : *Les Inventeurs célèbres* (Sciences physiques et Applications) qui comporte, d'une part quatre-vingts courtes biographies des plus grands inventeurs dans le domaine indiqué ci-dessus, d'autre part, pour chaque période ou chaque groupe de découvertes, un chapitre d'introduction.

Après l'ensemble des biographies, on trouve trois petits chapitres (Propulsion par réaction, Essor de l'électronique, Accélérateurs de particules atomiques et énergie nucléaire) correspondant aux branches modernes de l'invention, dans lesquels interviennent un grand nombre de techniciens ou de savants. L'ouvrage est suivi d'un essai de répertoire historique des inventeurs célèbres comprenant environ 1500 courtes biographies depuis la période grecque jusqu'à notre époque.

L'ensemble de l'édition est d'une qualité artistique très élevée, chaque biographie étant accompagnée d'un grand portrait avec, le cas échéant, le dessin ou la photographie de l'invention.

L'Ouvrage est décomposé en un certain nombre de grands Chapitres :

Lueurs (de la Préhistoire à la fin du Moyen-Age).

---

(6) De nouvelles recherches sont nécessaires pour être fixé sur le degré de vitalité de la Myrtille en Gâtine. Il serait intéressant de pouvoir se rendre compte, en particulier, si des facteurs stationnels entrent en jeu pour entraver la floraison et la fructification de la plante.

Lumières sur le Monde, comportant une vingtaine de biographies de Gutenberg et Copernic jusqu'à Mongolfier et Fulton.

Essor de la Science au début du XIXe *siècle*, avec partage en trois Chapitres : Électromagnétisme, Lumière et Thermodynamique.

Quatre Chapitres sur le développement des machines et de la technique : *Adolescence des Machines*; *Éclairage et Reproduction des Images; L'Électricité s'empare du Monde; Transmission des Signaux*.

Les découvertes des ondes électromagnétiques, des rayons X et de l'électron donnent lieu à deux chapitres ultérieurs.

Les trois derniers sont relatifs à l'Aviation, à la Conquête du Temps et de l'Espace (naissance de la Relativité et des Quanta) et à l'Atome et l'Énergie nucléaire.

Chaque biographie est traitée par son auteur selon son penchant particulier, ce qui donne une très grande diversité et un intérêt supplémentaire au livre.

Le mot *inventeur* apparaît ici dans son sens le plus large : les réalisateurs comme Watt se partagent l'ouvrage avec les esprits géniaux comme Newton et Einstein qui ont dû faire preuve d'invention de très haute qualité dans un domaine plus purement scientifique.

A ce livre ont participé plus de soixante-dix physiciens, parmi lesquels un certain nombre de Membres de l'Académie des Sciences : MM. L. de Broglie, M. de Broglie, J. Becquerel, J. Cabannes, A. Caquot, A. de Gramont, A. Pérard, G. Poivilliers, M. Roy et moi-même.

Un certain nombre de Prix Nobel ont également collaboré à l'Ouvrage : MM. C. Anderson, P. M. S. Blackett, Mme I. Joliot-Curie, MM. M. von Laue, R. Millikan, G. P. Thomson, ainsi qu'un grand nombre de physiciens étrangers.

COMMISSIONS.

Par la majorité des suffrages, MM. **Charles Maurain**, **Jean Cabannes**, pour la Division des Sciences mathématiques; **Maurice Caullery**, **Auguste Chevalier**, pour la Division des Sciences physiques; **Eugène Bataillon**, **Pierre Lejay**, pour la Section des Membres non résidants, sont élus Membres de la Commission, qui, sous la présidence de M. le Président de l'Académie, dressera une liste de candidats à la place de Membre non résidant, vacante par le décès de M. *Émile Cotton*.

DÉSIGNATIONS.

M. **Maurice Caullery** est désigné pour représenter l'Académie aux fêtes de la commémoration du Centième anniversaire de la Section des Sciences de l'**Institut Grand-Ducal** du Luxembourg, qui auront lieu le 9 décembre 1950.

M. **Raymond Cornubert** est désigné pour représenter l'Académie aux fêtes du Soixantième anniversaire de l'**École Nationale supérieure des Industries chimiques de Nancy**, qui auront lieu les 8 et 9 décembre 1950.

MM. **Gaston Fayet**, **Jean Chazy**, **Bernard Lyot**, **André Danjon**, Membres de l'Académie, **Alexandre Dauvillier**, Correspondant, MM. **Lucien d'Azambuja**, **Jules Baillaud**, **Daniel Chalonge**, **André Couder**, **Jean Dufay**, **Pierre Tardi**, **Charles Fehrenbach**, **Pierre Lacroute**, **Henri Mineur**, **Jean Rösch**, **Pierre Sémirot**, Mme **Lucien d'Azambuja**, M. **Daniel Barbier**, Mlle **Marie Bloch**, MM. **Roger Bouigue**, **Henri Camichel**, Mlle **Renée Canavaggia**, MM. **Bernard Decaux**, **Jean-François Denisse**, Mme **Camille Flammarion**, MM. **Junior Gauzit**, **André Gougenheim**, **Guigay**, **Robert Jonckheere**, **Marius Laffineur**, **André Lallemand**, **Paul Muller**, **Marcel Patry**, **Jean-Claude Pecker**, **Paul Proisy**, **Evry Schatzman**, **Nicolas Stoyko** sont désignés pour représenter la France à l'Assemblée générale de l'Union astronomique internationale qui aura lieu à Léningrad, du 1er au 8 août 1951.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Institut national de la Statistique et des études économiques. Études et documents. *Pêcheries mondiales et marché du poisson.* Tome I, par L.-J. Lebret et J. Sauvée.

2° Institut des Parcs Nationaux du Congo Belge. Exploration du Parc National Albert. *Mission G. F. de Witte* (1933-1935). Fascicule 34.

3° N. S. Krylov. *Les travaux sur les fondements de la Physique statistique* (en langue russe).

4° Jose Joaquin Izquierdo. *Bernard, Creador de la medicina cientifica.*

5° Jose Joaquin Izquierdo. *Raudon, Cirujano poblano de* 1810.

6° Hokkaido University (Sapporo). *Monograph Series of the Research Institute of Applied Electricity*, n° 1 (1950).

7° Chimie et Industrie : *XXIIIe Congrès de Chimie industrielle*, Milan, septembre 1950.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur la variation de la matrice inverse d'une matrice donnée.* Note (*) de M. **Alexandre Ostrowski**, présentée par M. Jacques Hadamard.

1. Soit $M = (c_{\mu\nu})$ une matrice quadratique d'ordre n, dont les éléments dépendent d'un paramètre t. En supposant que le déterminant $|M|$ de M

(*) Séance du 6 novembre 1950.

est $\neq 0$, formons l'inverse de M, $M^{-1} = (\gamma_{\mu\nu})$, et posons

$$(1) \qquad \Delta = \sqrt{\sum_{\mu,\nu} |\gamma_{\mu\nu}|^2},$$

où la sommation, comme partout dans ce qui suit, s'étend sur toutes les valeurs, de 1 à n, des indices de sommation.

I. *Si les dérivées $c'_{\mu\nu}$ de $c_{\mu\nu}$ par rapport à t existent, on a*

$$\left| \frac{d}{dt} \frac{1}{\Delta} \right| \leq \sqrt{\sum_{\mu,\nu} |c'_{\mu\nu}|^2}.$$

Dans la démonstration nous ferons emploi du théorème suivant :

II. *Si* $(A_{\mu\nu})$, $(B_{\mu\nu})$, $(C_{\mu\nu})$, $(D_{\mu\nu})$ *sont quatre matrices d'ordre n et*

$$A = \sqrt{\sum_{\mu,\nu} |A_{\mu\nu}|^2}, \quad \ldots, \quad D = \sqrt{\sum_{\mu,\nu} |D_{\mu\nu}|^2},$$

on a

$$(2) \qquad \left| \sum_{\mu,\nu,\lambda,\varkappa} A_{\mu\nu} B_{\nu\lambda} C_{\lambda\varkappa} D_{\varkappa\mu} \right| \leq ABCD.$$

2. *Démonstration de* II. — On a en utilisant l'inégalité de Cauchy-Schwarz

$$\left| \sum_{\lambda} B_{\nu\lambda} C_{\lambda\varkappa} \right|^2 \leq \sum_{\lambda} |B_{\nu\lambda}|^2 \sum_{\lambda} |C_{\lambda\varkappa}|^2,$$

$$(3) \qquad \sum_{\nu} \left| \sum_{\lambda} B_{\nu\lambda} C_{\lambda\varkappa} \right|^2 \leq B^2 \sum_{\lambda} |C_{\lambda\varkappa}|^2.$$

D'autre part

$$\left| \sum_{\nu,\lambda} A_{\mu\nu} B_{\nu\lambda} C_{\lambda\varkappa} \right|^2 = \left| \sum_{\nu} A_{\mu\nu} \sum_{\lambda} B_{\nu\lambda} C_{\lambda\varkappa} \right|^2 \leq \sum_{\nu} |A_{\mu\nu}|^2 \sum_{\nu} \left| \sum_{\lambda} B_{\nu\lambda} C_{\lambda\varkappa} \right|^2,$$

donc par (3)

$$\left| \sum_{\nu,\lambda} A_{\mu\nu} B_{\nu\lambda} C_{\lambda\varkappa} \right|^2 \leq B^2 \sum_{\nu} |A_{\mu\nu}|^2 \sum_{\nu} |C_{\lambda\varkappa}|^2, \qquad \sum_{\mu,\varkappa} \left| \sum_{\nu,\lambda} A_{\mu\nu} B_{\nu\lambda} C_{\lambda\varkappa} \right|^2 \leq B^2 A^2 C^2,$$

de sorte que II résulte de

$$\left| \sum_{\mu,\nu,\lambda,\varkappa} A_{\mu\nu} B_{\nu\lambda} C_{\lambda\varkappa} D_{\varkappa\mu} \right|^2 \leq \sum_{\mu,\varkappa} \left| \sum_{\nu,\lambda} A_{\mu\nu} B_{\nu\lambda} C_{\lambda\varkappa} \right|^2 \sum_{\mu,\varkappa} |D_{\mu\varkappa}|^2.$$

3. *Démonstration de* I. — Désignons la différentiation par rapport à t par le symbole δ. En différentiant la relation $\sum_{\nu} c_{\mu\nu} \gamma_{\nu\lambda} = e_{\mu\lambda}$ ($e_{\mu\lambda}$ est le symbole de

Kronecker) on obtient

$$\sum_{\nu} c_{\mu\nu}(\partial\gamma_{\nu\lambda}) = -\sum_{\nu}(\partial c_{\mu\nu})\gamma_{\nu\lambda},$$

donc par le calcul des matrices

$$M(\partial\gamma_{\mu\nu}) = -(\partial c_{\mu\nu})M^{-1}, \qquad (\partial\gamma_{\mu\nu}) = -M^{-1}(\partial c_{\mu\nu})M^{-1},$$

(4)
$$\partial\gamma_{\mu\nu} = -\sum_{\varkappa,\lambda}\gamma_{\mu\varkappa}(\partial c_{\varkappa\lambda})\gamma_{\lambda\nu},$$

d'où, en multipliant par $\bar{\gamma}_{\mu\nu}$ et sommant par rapport aux μ, ν,

$$\sum_{\mu,\nu}\bar{\gamma}_{\mu\nu}\,\partial\gamma_{\mu\nu} = -\sum_{\mu,\nu,\varkappa,\lambda}\gamma_{\mu\varkappa}(\partial c_{\varkappa\lambda})\gamma_{\lambda\nu}\bar{\gamma}_{\mu\nu}.$$

Le module du second membre est, d'après II :

$$\leq \Delta^3\sqrt{\sum_{\mu,\nu}|\partial c_{\mu\nu}|^2},$$

donc à plus forte raison on a

$$\left|\mathcal{R}\sum_{\mu,\nu}\bar{\gamma}_{\mu\nu}\,\partial\gamma_{\mu\nu}\right| \leq \Delta^3\sqrt{\sum_{\mu,\nu}|\partial c_{\mu\nu}|^2}.$$

D'autre part, on a

$$2\Delta\,\partial\Delta = \partial\Delta^2 = \sum_{\mu,\nu}\partial(\bar{\gamma}_{\mu\nu}\gamma_{\mu\nu}) = 2\mathcal{R}\sum_{\mu,\nu}\bar{\gamma}_{\mu\nu}\,\partial\gamma_{\mu\nu},$$

$$|2\Delta\,\partial\Delta| \leq 2\Delta^3\sqrt{\sum_{\mu,\nu}|\partial c_{\mu\nu}|^2},$$

donc finalement en divisant par $2\Delta^3$,

(5)
$$\left|\partial\frac{1}{\Delta}\right| \leq \sqrt{\sum_{\mu,\nu}|\partial c_{\mu\nu}|^2}.$$

4. Notre raisonnement s'applique en particulier à chaque opération

$$\partial = h_1\frac{\partial}{\partial t_1} + \ldots + h_k\frac{\partial}{\partial t_k}.$$

Si les $c_{\mu\nu}$ sont différentiables dans un espace euclidien, on peut remplacer ∂ dans (5) par le module du gradient de l'expression en question.

D'autre part, on peut remplacer dans (1) et (5) les exposants 2 respectivement par p, q, où $p \geq 1$, $q \geq 1$, $(1/p)+(1/q)=1$. Pour $p=\infty$ la dérivée à gauche en (5) doit être remplacée par une dérivée unilatérale.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Quelques théorèmes sur une classe de fonctions pseudo-analytiques.* Note (*) de M. **Albert Pfluger**, présentée par M. Paul Montel.

Les deux fonctions réelles u et v des variables réelles x et y sont supposées continues, ainsi que leurs dérivées du premier ordre et telles que le jacobien $\partial(u, v)/\partial(x, y)$ soit positif dans tout le domaine d'existence D, sauf en des points critiques isolés. Je pose $w = u + iv$ et $z = x + iy$. La valeur absolue $|dw/dz|_\varphi$ possède en un point z non critique, en fonction de la direction φ, un maximum et un minimum. Désignons par $Q(z)$ le quotient de ce maximum par ce minimum. $d\sigma_z$ et $d\sigma_w$ étant des éléments d'aire correspondants, on a l'inégalité

$$\left|\frac{dw}{dz}\right|^2 \leqq Q(z)\frac{d\sigma_w}{d\sigma_z}. \tag{1}$$

Je désigne par $C(D, K)$ la classe des fonctions w qui satisfont à la condition globale $Q(z) \leqq K\ (\geqq 1)$ dans leur domaine d'existence D. Je vais démontrer quelques théorèmes pour ces fonctions; ils donnent, dans le cas $K = 1$, des résultats bien connus pour les fonctions analytiques.

1° *Si* D *est le plan ouvert* $|z| < \infty$, *aucune des fonctions* $w \in C(D, K)$ *n'est bornée.*

Ce résultat est dû à H. Grötsch [1], qui l'a démontré par réduction au théorème classique de Liouville ($K = 1$). En voici une démonstration directe.

Admettons que, contrairement à l'affirmation ci-dessus, w soit borné : $|w| < 1$ dans $|z| < \infty$.

Désignons respectivement par

$$A(\rho) = \int_{|z| \leq \rho} \frac{\dfrac{d\sigma_w}{d\sigma_z}}{(1 - |w|^2)^2} r\, dr\, d\varphi \quad \text{et} \quad L(\rho) = \int_{|z| = \rho} \frac{\left|\dfrac{dw}{dz}\right|}{1 - |w|^2} \rho\, d\varphi$$

le contenu et la longueur de l'image de $|z| \leqq \rho$ et de $|z| = \rho$, tous deux mesurés dans la métrique définie par l'élément de longueur $ds = |dw|/(1 - |w|^2)$. En utilisant (1) et l'inégalité de Schwarz, on trouve $L^2 \leqq 2\pi\rho K\, dA/d\rho$. La métrique introduite étant de courbure constante -4, l'inégalité isopérimétrique correspondante [2] s'écrit $4A(\pi + A) \leqq L^2$. Par combinaison des deux inégalités et par intégration entre les limites r et R, il vient alors

$$\frac{A(R)}{\pi + A(R)} \cdot \frac{\pi + A(r)}{A(r)} \geqq \exp 4\pi \int_r^R \frac{d\rho}{K\rho}. \tag{2}$$

Pour $R \to \infty$, on arrive tout de suite à une contradiction, d'où le théorème.

---

(1) *Leipziger Berichte*, 80, 1928, p. 503-507.

(2) *Voir* E. Schmidt, *Math. Zeitschrift*, 46, 1940.

En posant $\operatorname{Max}_{|z|=\rho} Q(z) = K(\rho)$, on voit que la conclusion du théorème subsiste sous la condition moins restrictive que l'intégrale $\int^{r} d\rho/K(\rho).\rho$ diverge.

On trouve un théorème analogue dans l'espace à n-dimensions ($n>2$) en combinant l'inégalité de Hölder avec l'inégalité isopérimétrique relative à l'espace hyperbolique correspondant.

2° Soit maintenant D_1 le domaine $|z|<1$ et $C_1(D_1, K)$ la classe des $w \in C(D_1, K)$ dont le module est <1 dans D_1. En posant $R=1$, il résulte de (2) que

$$A(r) \leqq \frac{\pi r^{\frac{2}{K}}}{1-r^{\frac{2}{K}}} \qquad \text{pour} \quad 0<r<1 \qquad \text{et} \quad w \in C_1(D_1, K). \tag{3}$$

L'égalité n'a lieu que si le cercle $|z|=r$ se transforme en un cercle hyperbolique de rayon $r^{1/K}$. Il s'ensuit que le contenu euclidien $a(r)$ de l'image de $|z| \leqq r$ satisfait à l'inégalité $a(r) \leqq \pi r^{2/K}$.

3° Soit de plus $C_2(D_1, K)$ la classe des fonctions $w \in C_1(D_1, K)$, telle que la limite $\lim_{z \to 0} |[w(z)-w(0)]/z^{1/K}| = C$ existe. Par un simple passage à la limite $n \to 0$, il suit de (3) que

$$c \leqq 1-|w(0)|^2 \leqq 1.$$

Le maximum 1 n'est atteint que pour les fonctions de la forme $e^{i\alpha} z |z|^{(1/K)-1}$. Pour $K=1$ on retrouve le lemme de Schwarz. On arrive par une application successive de (3) à des résultats analogues pour les représentations quasi conformes d'un domaine multiplement connexe dans le cercle unité [3].

4° On arrive par des méthodes analogues à des généralisations du théorème de Phragmén-Lindelöf. Soit D^* un domaine simplement connexe dont la frontière Γ contient le point $z=\infty$; soit λ_ρ l'intersection du cercle $|z|=\rho$ avec D^* et $\Lambda(\rho)$ sa longueur. Supposons que la fonction $w \in C(D^*, K)$ satisfasse à la condition $|w| \leqq 1$ en tout point fini de Γ sans être bornée dans D^* et posons $M(r) = \operatorname{Max}_{z \in \lambda_r} |w(z)|$. Il existe alors une constante A telle que

$$[\log M(r)]^2 > A\, e^{\frac{2\pi}{K} \int_{r_0}^{r} \frac{d\rho}{\Lambda(\rho)}} \qquad (r > r_0).$$

Remarquons que tous les résultats énoncés restent vrais pour les transformations intérieures de D au sens de M. Stoïlow, telles que pour tous les quadrilatères correspondants les modules M et M' satisfont à la condition $K^{-1} M \leqq M' \leqq KM$. Il suffit d'ailleurs que cette condition ne soit remplie que pour de petits quadrilatères.

---

(3) Pour des applications conformes, *voir* AHLFORS et BEURLING, *Acta Math.*, 83, 1950, p. 116 et 117.

FONCTIONS SPÉCIALES. — *Sur les fonctions développables en séries de fonctions de Weber.* Note (*) de M. **Robert Campbell**, présentée par M. Joseph Pérès.

Dans la résolution du problème de Dirichlet, ou de problèmes connexes, pour des volumes limités par des portions de cylindres paraboliques, il arrive qu'on ait à développer une fonction $f(x)$ en série de la forme $\sum_0^\infty A_n D_n(x)$, les fonctions $D_n(x)$ étant celles de Weber [1]. La présente Note se propose de donner des conditions pour lesquelles un tel développement est valable et converge uniformément.

En raison de l'orthogonalité des D_n, le développement en série considéré s'écrit, s'il est légitime :

$$f(x)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\sum_0^\infty D_n(x)\int_{-\infty}^{+\infty} D_n(t)f(t)\,dt.$$

Je rappelle, d'autre part, la formule d'Adamoff [2] :

$$\text{(1)}\qquad D_n(z)=\sqrt{2}(\sqrt{n})^n e^{-\frac{n}{2}}\left[\cos\left(z\sqrt{n}-\frac{n\pi}{2}\right)+\frac{\omega_n(z)}{\sqrt{n}}\right],$$

où

$$|\omega_n(z)|<\frac{3,35\ldots}{|z|\sqrt{\pi}}e^{\frac{1}{4}z^2}\qquad\left(|\omega_n(0)|<\frac{\sqrt{n}}{6}\right)$$

(n étant un entier supérieur à 2).

L'analyse se développe alors de la façon suivante :

1° La formule de récurrence

$$xD_n(x)=D_{n+1}(x)+nD_{n-1}(x)$$

permet de calculer effectivement la somme $S_n(x)$ des n premiers termes de la série, sous la forme

$$S_n(x)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{G_n(x,t)}{x-t}f(t)\,dt,$$

où

$$G_n(x,t)=\frac{1}{n!}\begin{vmatrix} D_{n+1}(x) & D_n(x)\\ D_{n+1}(t) & D_n(t)\end{vmatrix}.$$

Et le problème consiste alors à étudier à quelles conditions $S_n(x)$ tend vers une limite $S(x)$ quand n tend vers l'infini, et si $S(x)=f(x)$.

(*) Séance du 6 novembre 1950.

(1) *Math. Ann.*, 1, 1869, p. 1.

(2) *Ann. Inst. Polytechnique de Saint-Pétersbourg*, 1906.

2° Sous la restriction que $f(t)e^{\frac{1}{4}t^2}$ soit sommable au sens de Lebesgue pour tout l'intervalle $(-\infty, +\infty)$, et si x n'appartient pas à l'intervalle d'intégration, je démontre que l'intégrale

$$\int_{A}^{+\infty} \left| \frac{G_n(x, t)}{x-t} f(t) \right| dt,$$

et l'intégrale de la même quantité, entre $-\infty$ et $-A$ peuvent être rendues arbitrairement petites par un choix convenable de A indépendant de n et de x, x étant compris dans un intervalle intérieur à $(-A+\mu, A-\mu)$, (μ étant choisi arbitrairement petit).

3° Avec la même condition sur x,

$$\left[\int_{-A}^{x-\mu} + \int_{x+\mu}^{+A}\right] \left| \frac{G_n(x, t)}{x-t} f(t) \right| dt$$

tend vers zéro, quand n tend vers l'infini, uniformément. Pour le démontrer, il suffit de vérifier ([3]) que $|[G_n(x, t)]/(x-t)|$ est borné indépendamment de n, x, t, et que, dans un intervalle (α, β) quelconque, intérieur aux intervalles d'intégration, $\int_{\alpha}^{\beta} |[G_n(x, t)]/(x-t)|\, dt$ tend vers zéro quand n tend vers l'infini; on utilise dans les démonstrations de ces deux points la seconde formule de la moyenne, la formule (1) d'Adamoff et la formule de récurrence.

$$(n+1) D_{n+1}(x) = D'_{n+1}(x) + \frac{1}{2} x D_{n+1}(x).$$

4° Il reste donc à étudier seulement la limite, pour n infini de

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{x-\mu}^{x+\mu} \frac{G_n(x, t)}{x-t} f(t)\, dt.$$

Or la formule (1) fournit, après quelques transformations, l'expression suivante de $G_n(x, t)$, (par exemple si n est pair)

$$G_n(x, t) = \frac{2}{n!} \left(\frac{n}{e}\right)^{\frac{n}{2}} \left(\frac{n+1}{e}\right)^{\frac{n+1}{2}} \left[\sin\{\sqrt{n}(x-t)\} + \frac{\lambda_n(x, t)}{\sqrt{n}} + O\left(\frac{1}{n}\right)\right]$$

$\lambda_n(x, t)$ s'écrivant facilement en fonction des ω_n de (1). Il apparaît aisément que l'intégrale admet alors la même limite que son premier terme, soit

$$\int_{x-\mu}^{x+\mu} \frac{\sin(x-t)\sqrt{n}}{x-t} f(t)\, dt$$

(à un facteur près).

([3]) *Cf.* Hobson, *Theory of real variables.*

En supposant que les deux limites $f(x+0)$ et $f(x-0)$ existent, on montre, grâce au lemme de Riemann-Lebesgue, que

$$\lim_{n\to\infty} S_n(x) = \frac{1}{2}[f(x+0)+f(x-0)],$$

à la seule condition que les deux incréments $[f(x\pm h)-f(x\pm 0)]/h$ admettent des intégrales de Lebesgue.

GÉOMÉTRIE. — *Sur quelques notions fondamentales de la géométrie différentielle.* Note (*) de M. **Eduard Johannes van der Waag**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Au point O d'une courbe continue k l'arc est équivalent à la corde, lorsque

$$\lim \frac{\text{arc AB}}{\text{corde AB}} = 1.$$

Si l'on fixe $A = O$, tandis que $B \to O$, l'équivalence est nommée ordinaire; si A et B tendent vers O de part et d'autre, l'équivalence est nommée contrastante, et si A et B tendent vers O d'une manière quelconque, l'équivalence est nommée uniforme.

Lorsque la courbe possède en O une tangente ordinaire, les deux premières définitions impliquent l'une l'autre. D'ailleurs la courbe peut admettre en O l'équivalence ordinaire sans y admettre l'équivalence contrastante, et elle peut admettre l'équivalence contrastante sans qu'elle n'admette l'équivalence uniforme.

Une condition nécessaire et suffisante, pour que la courbe k soit rectifiable dans un voisinage de O et qu'elle donne lieu en O à l'équivalence uniforme, est l'existence d'une représentation paramétrique $\mathbf{p}(t)$ au voisinage de O, telle que

$$\lim \frac{|\mathbf{p}(t_2)-\mathbf{p}(t_1)|}{|t_2-t_1|} = l \neq 0.$$

Pour que la courbe plane rectifiable k admette en O l'équivalence ordinaire, il faut et il suffit qu'on puisse trouver dans un intervalle I contenant O une représentation $x=\xi(t)$, $y=\eta(t)$ de k, telle que

1° $$\lim \frac{\xi^2(t)+\eta^2(t)}{t^2} = l > 0;$$

2° Les nombre dérivés de ξ et η sont bornés sur I;

3° $\xi'(t)$ et $\eta'(t)$ existent presque partout sur I et

$$\lim \xi'^2(t)+\eta'^2(t) = l.$$

(*) Séance du 6 novembre 1950.

L'inverse d'un théorème de M. Bouligand n'est pas vrai :

La courbe k peut jouir en O de la propriété que chaque triangle ABC a un angle convergeant vers o, si A, B et C tendent vers O, tandis qu'on n'a pas d'équivalence ordinaire en O.

Si t_P est la tangente au point P de la courbe k, on peut donner huit définitions du plan osculateur de k au point O.

I. $\lim\limits_{P \to O} \text{plan}\ (t_O, P)$;

II. $\lim\limits_{P', P'' \to O} \text{plan}\ (P', O, P'')$, si $P' > O$ et $P'' < O$ (plan osc. de Gödel);

III. $\lim\limits_{P \to O} \text{plan}\ (t_O, t'_P)$, où t'_P est la droite allant par O et parallèle à t_P;

IV. $\lim\limits_{P', P'' \to O} \text{plan}\ (O, P', P'')$ (plan osc. de Alt);

V. $\lim\limits_{P' \to O} \text{plan}\ (O, t_{P'})$;

VI. $\lim\limits_{P', P'', P''' \to O} \text{plan}\ (P', P'', P''')$ (plan osc. de Menger);

VII. $\lim\limits_{P', P'' \to O} \text{plan}\ (P', t_{P''})$;

VIII. $\lim\limits_{P', P'' \to O} \text{plan}\ (t_{P'}, t_{P''})$, $t'_{P''}$ étant la droite par P′ parallèle à $t_{P''}$.

Nous disons que le plan VI est défini avant la limite, lorsque dans un voisinage de O chaque triplet de points différents définit un plan, etc.

Lorsque le plan III existe et est défini avant la limite, le plan I existe.

Si la courbe $y = f(x)$, $z = g(x)$ a en O comme tangente la droite OX et si le plan IV existe et est défini avant la limite, alors le plan III existe aussi et est défini avant la limite.

Soit k une courbe, qui partout dans un voisinage du point O admet une tangente ordinaire. Alors, si le plan V existe et est défini avant la limite, les demi-plans osculateurs IV existent et sont définis avant la limite. Le plan IV peut ne pas exister.

Si la courbe $y = f(x)$, $z = g(x)$ a dans un voisinage de O partout une tangente ordinaire et si $t_O = OX$, alors l'existence du plan V, défini avant la limite entraîne celle du plan III,

Lorsque le demi-plan VI existe à droite et est défini avant la limite, la demi-tangente à droite existe aussi: en prenant celle-ci comme axe des x, nous pouvons représenter la courbe à droite de O par $y = f(x)$ et $z = g(x)$.

Lorsque le demi-plan à droite IV existe et est défini avant la limite, la demi-tangente à droite existe aussi.

Lorsque l'un des plans, VI, VII ou VIII existe et est défini avant la limite, tous les autres plans osculateurs existent et sont définis avant la limite.

GÉOMÉTRIE. — *La symétrie de révolution en calcul tensoriel.*

Note (*) de M. **Jean-Jacques Moreau**, présentée par M. Henri Villat.

Dans une précédente Note ([1]) nous avons indiqué les formes générales des *tenseurs isotropes* de l'espace à trois dimensions, pour les ordres usuels. Nous complétons ici ce formulaire en donnant d'abord pour le plan à deux dimensions les expressions des tenseurs isotropes jusqu'à l'ordre 4, puis, pour l'espace à trois dimensions, les expressions des tenseurs de ces mêmes ordres ayant une *structure de révolution* autour d'une direction de droite définie par ses paramètres directeurs : nous voulons dire par là que chaque composante d'un tel tenseur reste invariante si l'on fait subir aux axes de coordonnées une rotation quelconque autour de la droite.

1° La parité du nombre de dimensions influe profondément sur la construction des tenseurs isotropes.

Dans le plan à deux dimensions tout tenseur isotrope d'ordre impair est nul.

Tout tenseur isotrope d'ordre 2 y est de la forme

$$A\,\delta_{ij} + B\,\varepsilon_{ij},$$

où ε_{ij} est le *tenseur d'orientation* du plan ([2])

$$\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = 0, \qquad \varepsilon_{12} = -\,\varepsilon_{21} = 1.$$

Tout tenseur isotrope d'ordre 4 est de la forme ([3])

$$A_1\,\delta_{ij}\,\delta_{kl} + A_2\,\delta_{ik}\,\delta_{jl} + A_3\,\delta_{il}\,\delta_{jk} + B_1\,\varepsilon_{li}\,\delta_{jk} + B_2\,\varepsilon_{lj}\,\delta_{ik} + B_3\,\varepsilon_{lk}\,\delta_{ij},$$

où les A et B sont 6 constantes arbitraires.

Ces expressions sont plus compliquées que celles de l'espace à trois dimensions : il y coexiste des termes *retournables* et des termes changeant de signe par retournement. Si l'on développe pour des milieux continus bidimensionnels des théories analogues à celle de la viscosité, la réduction classique du nombre des coefficients à deux ne peut alors être obtenue qu'en invoquant, outre l'isotropie, la *retournabilité*.

(*) Séance du 6 novembre 1950.

([1]) *Comptes rendus*, **230**, 1950, p. 1734-1735.

([2]) *Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 1472-1474.

([3]) Il se présente là une circonstance semblable à celle que nous signalions dans le cas de trois dimensions : les expressions de la forme $\varepsilon_{lk}\delta_{ij}$, avec diverses dispositions des indices, affectent 6 formes distinctes, mais liées essentiellement par 3 relations linéaires, de sorte que leur combinaison linéaire la plus générale s'exprime, d'une manière ou de l'autre, avec 3 paramètres effectifs seulement.

2° Si l'on considère maintenant, *dans l'espace à trois dimensions*, une direction D de paramètres directeurs α_1, α_2, α_3, on a pour les tenseurs de révolution autour de D les expressions suivantes :

Ordre 1 :

$$A\alpha_i \quad \text{(vecteur colinéaire à D).}$$

Ordre 2 :

$$A\,\delta_{ij} + B\alpha_m\varepsilon_{mij} + C\alpha_i\alpha_j,$$

ε étant le tenseur d'orientation de l'espace.

Ordre 3 :

$$A_1\alpha_i\delta_{jk} + A_2\alpha_j\delta_{ki} + A_3\alpha_k\delta_{ij} + B_1\alpha_i\alpha_m\varepsilon_{mjk} + B_2\alpha_j\alpha_m\varepsilon_{mki} + B_3\alpha_k\alpha_m\varepsilon_{mij} + C\alpha_i\alpha_j\alpha_k,$$

où les A, B, C sont 7 constantes arbitraires.

Ordre 4 :

$$\begin{aligned} &A_1\,\delta_{ij}\,\delta_{kl} + A_2\,\delta_{ik}\,\delta_{jl} + A_3\,\delta_{il}\,\delta_{jk} + B_1\alpha_m\varepsilon_{mli}\,\delta_{jk} + B_2\alpha_m\varepsilon_{mlj}\,\delta_{ik} + B_3\alpha_m\varepsilon_{mlk}\,\delta_{ij} \\ &\quad + \alpha_i\alpha_j(C_1\,\delta_{kl} + D_1\alpha_m\varepsilon_{mkl}) + \alpha_i\alpha_k(C_2\,\delta_{jl} + D_2\alpha_m\varepsilon_{mjl}) \\ &\quad + \alpha_i\alpha_l(C_3\,\delta_{jk} + D_3\alpha_m\varepsilon_{mjk}) + \alpha_j\alpha_k(C_4\,\delta_{il} + D_4\alpha_m\varepsilon_{mil}) \\ &\quad + \alpha_j\alpha_l(C_5\,\delta_{ik} + D_5\alpha_m\varepsilon_{mik}) + \alpha_k\alpha_l(C_6\,\delta_{ij} + D_6\alpha_m\varepsilon_{mij}) + E\alpha_i\alpha_j\alpha_k\alpha_l \end{aligned}$$

avec 19 constantes arbitraires effectives.

Indiquons encore ici ce résultat :

Tout tenseur de l'espace à trois dimensions qui est de révolution autour de deux directions distinctes est isotrope.

GÉNÉTIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur une loi d'union sélective dépendant de l'écart entre la valeur d'un caractère et une valeur optimum.* Note (*) de M. **Henri Marchand**, présentée par M. Émile Borel.

Soient H un caractère mesurable et Π_i la fréquence dans une population très nombreuse des individus chez lesquels H a la valeur centrée y_i; la fréquence des couples formés d'individus de valeurs respectives y_1 et y_2 serait dans le cas du random mating $\Pi_1\,\Pi_2$. Nons nous proposons d'étudier l'évolution de la population en supposant que la fréquence de tels couples est

$$(1) \qquad \Pi_1\,\Pi_2(1 + \mu y_1 + \mu y_2),$$

μ étant un coefficient petit.

La fréquence totale des unions entre individus de deux catégories de fréquences respectives $\Pi' = \Sigma'\Pi_1$ et $\Pi'' = \Sigma''\Pi_2$ est alors donnée par l'expression

$$(2) \qquad \Pi'\Pi''(1 + \mu y' + \mu y''),$$

(*) Séance du 6 novembre 1950.

où y' et y'' sont les valeurs moyennes de y dans chaque catégorie. Nous représenterons l'expression (2) par le produit symbolique

$$\Pi' \star \Pi''.$$

On voit facilement que ce produit symbolique, évidemment commutatif, est également distributif.

La loi d'union adoptée est sélective : la fréquence d'accouplement entre un individu de fréquence Π_1 et de valeur y_1 et un individu quelconque de la population ($\Pi''=1$; $y''=0$) est égale à $\Pi_1(1+\mu y_1)$ et non à Π_1. Tous les individus n'ont donc pas la même probabilité de trouver des conjoints.

Classons les individus suivant les trois phases d'un facteur déterminé. Soient P, 2Q, R les fréquences respectives des trois génotypes AA, A*a*, *aa* dans une génération déterminée, I, J, K les valeurs moyennes de y dans ces trois catégories, p et q les fréquences des gènes A et a. Posons

$$T=\frac{PI+QJ}{p}; \qquad S=\frac{QJ+RK}{q}.$$

Représentons par des lettres accentuées P′, Q′ ... les quantités analogues dans la génération suivante. Si nous supposons que tous les couples ont la même fécondité, nous obtenons :

$$(3)\qquad \left\{\begin{aligned} P' &= p\star p = p^2(1+2\mu T),\\ 2Q' &= 2p\star q = 2pq(1+\mu T+\mu S),\\ R' &= q\star q = q^2(1+2\mu S)\end{aligned}\right.$$

et

$$(4)\qquad p'=P'+Q'=p(1+\mu T), \qquad q'=Q'+R'=q(1+\mu S).$$

D'où la variation Δp de p d'une génération à la suivante :

$$(5)\qquad \Delta p = p'-p=\mu p T.$$

Les relations (3) et (4) montrent que

$$(6)\qquad p'^2=P'+O(\mu^2), \qquad 2p'q'=2Q'+O(\mu^2), \qquad q'^2=R'+O(\mu^2).$$

Nous supposerons désormais que μ est suffisamment petit pour que μ^2 soit négligeable. Avec cette approximation, la loi de Hardy ($P=p^2$, $Q=pq$, $R=q^2$) est donc vérifiée.

Précisons maintenant le caractère H envisagé : Soit (S) un caractère primaire; H sera un caractère secondaire mesuré par le carré changé de signe de l'écart de (S) avec une valeur optimum (O). Le paramètre μ est $>O$, l'individu éloigné de l'optimum étant défavorisé. Soient 2α, $\alpha(1+d)$ et O les valeurs

de (S) correspondant respectivement aux trois génotypes, d étant un coefficient caractérisant le degré de dominance ($0 \leq d \leq 1$).

En posant

(7) $$h = \underline{O}/\alpha - 1, \qquad \beta = \frac{1}{2} - \frac{h}{d^2 - 2dh - 1}, \qquad k = -2\mu\alpha^2(d^2 - 2dh - 1).$$

On obtient

(8) $$\Delta p = kp(p-1)(p-\beta) \qquad \left(\text{si } h \neq \frac{d^2-1}{2d}\right).$$

Si $h < (d^2-1)/2d$ ou $(d^2-1)/2d < h \leq (d-1)/2$: Δp est $< O$; p tend vers zéro. Il y a fixation asymptotique du gène a.

Si $(d-1)/2 < h < (d+1)/2$: Δp a le signe de $-(p-\beta)$, quantité qui tend vers zéro. Il y a une répartition asymptotique des gènes avec coexistence des deux allèles, la fréquence limite du gène A étant β.

Si $h \geq (d+1)/2$: Δp est > 0. $(I-p)$ tend vers zéro. Il y a fixation asymptotique du gène A.

Si $h = (d^2-1)/2d$ ($d \neq 1$), le paramètre β n'existe pas. On trouve

$$\Delta p = -2\mu\alpha^2 hp(p-1).$$

Δp est < 0 : il y a encore fixation asymptotique du gène a.

Cas de la dominance complète $d = I$. — On a alors $\beta = 1$. Il y a donc toujours fixation asymptotique de l'un des gènes, excepté si $h = 0$; dans ce cas Δp est constamment nul et la population est en équilibre instable.

L'optimum $\underline{O}$ dépend en particulier de l'état du milieu environnant. Une modification dans ce milieu peut entraîner une variation de $\underline{O}$. Si initialement la population est en équilibre, celui-ci sera rompu; si la variation de $\underline{O}$ est faible, la population évoluera vers un nouvel état d'équilibre où les deux allèles coexisteront; mais si la variation est telle que h devienne extérieur à l'intervalle ($d - 1/2$, $d + 1/2$), elle peut entraîner la disparition de l'un des allèles. Ce phénomène peut se produire lors du déplacement d'une population initialement en équilibre, en un point où les conditions de milieu sont différentes.

On peut même envisager le cas limite, d'un caractère à dominance complète et d'une population en équilbre instable ($d = 1$; $h = O$) : Deux fractions de cette population, transplantées dans des milieux même très voisins, pourront évoluer respectivement vers la fixation des deux allèles différents si les variations de l'optimum dues aux déplacements sont de sens contraire.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur le calcul élémentaire des coefficients caractéristiques du fonctionnement d'un turbo-réacteur pour les hauts régimes (sortie sonique).* Note (*) de M. **Jacques Valensi**, présentée par M. Joseph Pérès.

Dans le cas d'une sortie sonique et moyennant quelques approximations, la température totale à l'entrée du distributeur de turbine est proportionnelle au carré de la vitesse de rotation. Il est aisé d'en déduire l'expression des coefficients caractéristiques du fonctionnement du turboréacteur.

Le calcul est effectué avec les approximations suivantes :

L'air et les gaz en écoulement à travers le turbo-réacteur sont assimilés à des gaz parfaits ($\gamma_{air} = 1,4$; $\gamma_{gaz} = 1,33$) et l'écoulement est supposé unidimensionnel.

L'écoulement est sonique à travers la section droite de sortie de la buse d'éjection S_6 et à travers la gorge du distributeur de turbine S_4.

Les grandeurs statiques sont supposées égales aux grandeurs réservoirs partout où le nombre de Mach est de l'ordre de 0,5 ou inférieur à 0,5.

On tient compte des pertes de charge et des pertes de chaleur en utilisant des coefficients de rendement.

Une première relation est obtenue en écrivant que la masse traversant S_6 est égale à celle traversant le col du distributeur, soit

$$\frac{p_{5_0}}{p_{3_0}}\left(\frac{T_{3_0}}{T_{5_0}}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{S_4}{S_6}, \tag{1}$$

avec p_{3_0} et T_{3_0}, la pression et la température réservoirs à la sortie des chambres de combustion et p_{5_0}, T_{5_0}, celles à la sortie de la turbine.

Mais l'équation d'équilibre compresseur-turbine s'écrit

$$C_{p_a}(T_{2_0} - T_{1_0}) = (1+i)\,C_{p_g}(T_{3_0} - T_{5_0}), \tag{2}$$

avec C_{p_a} et C_{p_g} les chaleurs spécifiques à pression constante de l'air et des gaz [1], T_{1_0} et T_{2_0} les températures réservoir à l'entrée du compresseur et à l'entrée des chambres de combustion, et i la masse de combustible ajoutée à l'unité de masse d'air.

Cependant si σ désigne le facteur de glissement du compresseur supposé centrifuge, on a évidemment

$$T_{2_0} = T_{1_0}\left(1 + \frac{\sigma\pi^2 n^2 d^2}{C_{p_a} T_{1_0}}\right), \tag{3}$$

avec n la vitesse de rotation du moteur en tours-seconde, et d le diamètre du rouet du compresseur.

(*) Séance du 30 octobre 1950.

[1] Exprimées en unités mécaniques.

Combinant (2) et (3) il vient

$$(4)\qquad \frac{T_{5_0}}{T_{3_0}} = 1 - \frac{\sigma\pi^2 d^2}{(1+i)C_{p_g}}\,\frac{n^2}{T_{3_0}}.$$

En introduisant pour la turbine le rendement polytropique tel qu'il a été défini en 1935 par Crocco, il vient alors

$$(5)\qquad \frac{p_{5_0}}{p_{3_0}} = \left[1 - \frac{\sigma\pi^2 d^2}{(1+i)C_{p_g}}\,\frac{n^2}{T_{3_0}}\right]^{\frac{\gamma_g}{\eta_t(\gamma_g-1)}}, \qquad \text{avec} \quad \gamma_g = \left(\frac{C_p}{C_v}\right)_{\text{gaz}}.$$

Combinant (4), (5) et (1) il vient l'équation fondamentale du calcul

$$(6)\qquad \left[1 - \frac{\sigma\pi^2 d^2}{(1+i)C_{p_g}}\,\frac{n^2}{T_{3_0}}\right]^{\frac{2\gamma_g-\eta_t(\gamma_g-1)}{2\eta_t(\gamma_g-1)}} = \frac{S_4}{S_6} = \text{const.}$$

(6) montre qu'avec l'hypothèse η_t et i constants, la température réservoir à la sortie des chambres de combustion est proportionnelle au carré de la vitesse de rotation.

A partir de cette relation et de la relation

$$(7)\qquad \frac{p_{2_0}}{p_{1_0}} = \left(\frac{T_{2_0}}{T_{1_0}}\right)^{3,5\eta_c},$$

avec η_c le rendement polytropique du compresseur et p_{1_0} et p_{2_0} les pressions totales à l'entrée du compresseur et à l'entrée des chambres de combustion, il est aisé d'établir l'expression des coefficients caractéristiques du turboréacteur.

Soit

$$a = \frac{m\sqrt{T_{1_0}}}{p_{1_0}} \qquad \text{(coefficient de débit-masse d'air);}$$

$$b = \frac{Q}{p_{1_0}\sqrt{T_{1_0}}} \qquad \text{(coefficient de débit de quantité de chaleur),}$$

$$c = \frac{P_b}{S_c p_6} \qquad \text{(coefficient de poussée brute)}$$

et

$$d = \frac{T_{5_0}}{T_{1_0}}.$$

On a ainsi en particulier

$$(8)\qquad d = \left[1 - \frac{1}{(1+i)k^2}\right]\frac{\sigma k^2\pi^2 d^2}{C_{p_g}}\,\frac{n^2}{T_{1_0}}$$

$$(9)\qquad a = \frac{\lambda}{k\pi d}\left(\frac{C_{p_g}}{\sigma}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{n}{\sqrt{T_{1_0}}}\right)^{-1};$$

$$(10)\qquad b = \lambda k\pi(C_{p_g}\sigma)^{\frac{1}{2}}\left[\left(1 - \frac{1,15}{k^2}\right) - \frac{C_{p_g}}{\sigma k^2\pi d^2}\,\frac{T_{1_0}}{n^2}\right]\frac{n}{\sqrt{T_{1_0}}}, \qquad \text{avec} \quad k^2 = \frac{C_{p_g}T_{3_0}}{\sigma\pi d^2 n^2},$$

R_g la constante des gaz, $C_{p_g}/C_{p_a} = 1,15$, et

$$\lambda = \frac{S_4}{1+i}\left(\frac{\gamma_g}{R_g}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{2}{\gamma_g+1}\right)^{\frac{\gamma_g+1}{2(\gamma_g-1)}}\left(1+\frac{\sigma\pi^2 d^2}{C_{p_a}}\,\frac{n^2}{T_{1_0}}\right)^{3,5\eta_c}.$$

Les courbes des performances prévues pour les moteurs H. S. Nène, établies par M. Raoul Bastié, Ingénieur à la Société Hispano-Suiza, d'après les données de Rolls Royce, permettent de calculer sans difficultés pour ces moteurs, en utilisant en particulier (6) et (10), les paramètres σ, k, η_t et η_c et de confronter les expressions des coefficients caractéristiques avec l'expérience.

Le calcul montre la concordance des expressions théoriques avec l'expérience à 2 % près, lorsque la sortie est sonique.

ASTRONOMIE. — *Sur la variation saisonnière de la rotation de la Terre.* Note de M. **Anton Bilimovitch**, présentée par M. André Danjon.

M. N. Stoyko ([1]), d'une étude de la marche des horloges à quartz et des pendules pendant cinq années (1934-1937 et 1946-1947), a conclu que la vitesse de la rotation de la Terre a une variation saisonnière et a trouvé une vitesse plus grande entre les mois de juin et de novembre et plus petite pendant le reste de l'année que la vitesse moyenne journalière. En même temps N. Stoyko ([2]), en analysant l'influence de la variation du rayon terrestre, a constaté que par cette influence on ne peut expliquer qu'un quart du terme annuel et que le reste pourrait être expliqué par la variation des conditions météorologiques. Le but de cette Note est d'analyser l'influence des conditions météorologiques sur la rotation de la Terre.

L'accroissement $\Delta\Omega$ de la vitesse angulaire Ω de la Terre et le décroissement $\Delta\mathcal{J}$ du moment d'inertie $\mathcal{J}$ sont liés, d'après le théorème du moment cinétique, par la relation suivante :

$$\frac{\Delta\mathcal{J}}{\mathcal{J}} = \frac{\Delta\Omega}{\Omega} = \frac{n}{864}\times 10^{-5} = k,$$

où n est le décroissement du jour sidéral exprimé en millièmes de seconde. La cause du changement du moment d'inertie est à attribuer au déplacement, sous l'influence de la radiation solaire, des masses sur la surface de la Terre. Ces masses peuvent être classées en deux catégories : les masses libres de l'eau (m_α) et de l'air (m_β), et les masses non libres (m_γ), à savoir celles qui restent liées au sol après le déplacement et, par conséquent, peuvent s'accumuler. Il est naturel d'admettre que les masses libres, sorties de leur état

([1]) *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 39 et 205, 1937, p. 79; *Bull. cl. Sc. Acad. roy. Belgique*, 5e série, 35, 1949, p. 669; *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 514.

([2]) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 620.

stationnaire sous les actions thermiques, animées de tendance à l'équilibre mécanique, ne peuvent pas donner lieu aux changements considérables de longue durée dans la distribution des masses sur la surface de la Terre. Les recherches des savants belges ([3]), concernant les masses m_β, montrent l'impossibilité pour les masses de l'air de changer sensiblement la rotation de la Terre; dans leurs calculs détaillés ([4]) nous trouvons $k = 4.10^{-10}$, c'est-à-dire $n = 0,03456$ ou, approximativement, 3,46 % du résultat de M. Stoyko.

Les masses de l'eau douées d'une mobilité plus petite que celle des masses de l'air, sont susceptibles de fournir une valeur plus grande du rapport k. Aussi l'étude de déplacement des masses m_α mérite-t-elle une attention particulière. Malheureusement, nous ne disposions pas de données nécessaires pour effectuer cette analyse. Il nous semble possible que les masses non libres m_γ donnent une plus grande variation de rotation de la Terre. C'est pour cette raison que dans ce qui suivra nous allons analyser le rôle de ces masses.

En partant de la valeur de la radiation solaire pour chaque zone de dix degrés de latitude pour laquelle nous empruntons les données à Napier Shaw ([5]), nous partagerons la surface de la Terre en deux domaines : S_A, l'hémisphère Nord et la partie de l'hémisphère Sud jusqu'à 30° de latitude Sud; et S_B, le reste de la surface de la Terre. Pendant la période chaude, sous l'influence de la radiation solaire, les masses de l'eau m_γ se transportent de S_A à S_B, où ces masses se déposent et même forment un continent de glace qui de 14170000 km² augmente jusqu'à 45000000 km² ([6]). En admettant la quantité d'eau qui s'évapore de la surface S_A proportionnelle à la surface du sol et à la quantité de radiation de chaque zone, et le dépôt dans le domaine S_B fonction de la surface et du manque de cette radiation, nous avons déduit de notre schéma les trois équations suivantes :

$$5,76.10^{15}\mu = h, \qquad \mathcal{H} = 2,7h, \qquad n = 1,54.10^{14}\mu,$$

μ étant le coefficient à éliminer, correspondant à la quantité d'eau en grammes qui s'évapore sous l'influence d'énergie d'un erg, h l'épaisseur moyenne de la couche d'eau qui se transporte du domaine S_A et $\mathcal{H}$ l'épaisseur moyenne de la couche du domaine S_B. En admettant, pour fixer les idées, que par le transport des masses m_γ on ne peut expliquer que $0^s,001$ ($n = 1$) du changement du jour sidéral, nous trouvons $h \approx 37^{cm}$ et $\mathcal{H} \approx 100^{cm}$. Ces nombres sont en bon accord avec les résultats des observations météorologiques. Par exemple, on sait que dans l'Antarctique s'accumulent les montagnes de glace et de neige qui, avec

---

([3]) F. H. VAN DEN DUNGEN, J. F. COX et J. VAN MIEGHEM, *Bull. cl. Sc. Acad. roy. Belgique*, 5e série, 35, 1949, p. 642.

([4]) M. LAURENT, *Ibid.*, p. 1125 et 36, p. 138.

([5]) *Manuel of Meteorology*, Vol. II. Cambridge, 1928, p. 4-5.

([6]) *Ibid.*, p. 9.

l'arrivée de la saison chaude, couvrent la surface de l'océan par les icebergs. D'autre part, en faisant intervenir, pour le domaine S_A, les données approximatives des agronomes et forestiers, relatives à l'évaporation et transpiration pendant la saison de végétation, on aura pour les forêts $40 - 50^{cm}$, pour les champs $40 - 50 - 60^{cm}$. Ces nombres expriment les épaisseurs des couches équivalentes d'eau. Les tables avec les diverses données et calculs ayant servi de base aux résultats énoncés paraîtront dans les éditions de l'Académie serbe des Sciences.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur la diffusion des mésons π par les nucléons.* Note de MM. **Maurice Jean** et **Jacques Prentki**, présentée par M. Louis de Broglie.

Les belles expériences de Berkeley [1] sur l'absorption des mésons π par l'hydrogène ont renouvelé l'intérêt de l'étude de la diffusion des mésons π par les nucléons. Dans une précédente Note [2] nous avons examiné le cas du méson pseudoscalaire. Nous étendons ici cette étude au cas général de mésons de spin 0, laissant de côté les mésons de spin 1 en raison des résultats expérimentaux et théoriques en faveur d'une théorie mésique de spin 0 [3]. Nous utilisons, comme en (I), la théorie symétrique de Kemmer et le formalisme de Schwinger. Par un calcul analogue à (I) on déduit les sections efficaces différentielles de la diffusion dans les cas : (II) $\pi_{sc} \to \pi_{sc}$ et (III) $\pi_{sc} \rightleftharpoons \pi_{ps}$. La méthode utilisée permet d'obtenir en une formule unique tous les cas possibles de diffusion compatibles avec la loi de conservation de la charge totale. Dans le système barycentrique on a

$$\text{(III)} \quad d\Sigma = \frac{d\Omega}{32\pi^2(p_0+q_0)^2}\Big\{ [B_{sp}^2(\xi Q + \eta Q')^2 + C_{sp}^2(\xi-\eta)^2]\left(\alpha \vec{q}^2\cos\theta + \beta - 2\varkappa_N^2\varkappa^2\right) + [2B_{sp}D_{sp}\varkappa_N(\xi+\eta)(\xi Q+\eta Q') + (A_{sp}^2 + 2A_{sp}C_{sp}\varkappa_N)(\xi-\eta)^2 + D_{sp}^2(\xi+\eta)^2]\vec{q}^2(1-\cos\theta)\Big\}$$

avec

$$A_{sp} = \frac{f_1 g_2}{\hbar c \varkappa}, \qquad B_{sp} = \frac{-g_1 f_1(1+g)}{\hbar c}, \qquad C_{sp} = \frac{g_2 f_2}{\hbar c \varkappa^2} \quad \text{et} \quad D_{sp} = \frac{g_1 f_2}{\hbar c \varkappa};$$

g_1 et g_2 (f_1 et f_2) sont les constantes de couplage [suivant Möller et Rosenfeld [4]] du méson scalaire (pseudoscalaire) avec les nucléons. Les grandeurs non définies ici le sont en (I).

---

(1) W. K. H. Panofsky, L. Aamodt et H. F. York, *Phys. Rev.*, 78, 1950, p. 825; W. K. H. Panofsky, L. Aamodt, J. Hadley et R. Phillips, *Phys. Rev.*, 79, 1950, p. 94.

(2) M. Jean et J. Prentki, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 365. Ce travail sera désigné par (I).

(3) *Voir* par exemple H. Yukawa, *Rev. Mod. Phys.*, 21, 1949, p. 474.

(4) *Det. Kgl, Vid. Dansk.*, 17, 1940 n° 8.

Des formules équivalentes à celles que nous avions établies en (I) et au résultat (II) ont été obtenues par J. Ashkin, A. Simon et R. Marshak [5]. Ces deux cas ont été amplement discutés par ces auteurs. Nous nous bornerons donc à discuter le cas (III).

Deux approximations intéressantes se présentent :

A. L'approximation E. R. où $\vec{q}^2 > \varkappa_N$, avec les possibilités suivantes :

1° $f_2 = g_2 = 0$, alors

$$\sum = \frac{1}{32\pi}\left(\frac{f_1 g_1}{\hbar c}\right)^2 \frac{1}{\vec{q}^2}\left(\frac{\xi^2}{4} \text{ ou } \eta^2 \operatorname{Log}\frac{2|\vec{q}|}{\varkappa_N}\right)$$

suivant que $\eta =$ ou $\neq 0$. Ce résultat, ainsi que les distributions angulaires, sont en tous points (à part la constante de couplage) analogues à ceux de la diffusion du π_{ps} avec $f_2 = 0$ et du π_{sc} avec $g_2 = 0$.

2° $f_1 = g_1 = 0$:

$$\sum = \frac{1}{8\pi}\left(\frac{f_2 g_2}{\hbar c}\right)^2 \frac{\vec{q}^2}{\varkappa^4}(\xi - \eta)^2.$$

La distribution angulaire est en $(1 + \cos\Theta)$. Pour $\xi = \eta$ ($\pi^0 \to \pi^0$ avec changement de parité) la section efficace est nulle dans la théorie symétrique, ceci indépendamment de l'approximation considérée.

3° $f_2 = g_1 = 0$:

$$\sum = \frac{1}{32\pi}\left(\frac{f_1 g_2}{\hbar c}\right)^2 \frac{1}{\varkappa^2}(\xi - \eta)^2.$$

La distribution angulaire est en $(1 - \cos\Theta)$. Il n'y a pas de diffusion de méson neutre en méson neutre.

4° $f_1 = g_2 = 0$:

$$\sum = \frac{1}{32\pi}\left(\frac{g_1 f_2}{\hbar c}\right)^2 \frac{1}{\varkappa^2}(\xi + \eta)^2$$

et lorsque $\xi = -\eta$:

$$\sum = \frac{1}{8\pi}\left(\frac{g_1 f_2}{\hbar c}\right)^2 \frac{\varkappa_N^2}{\varkappa^2 \vec{q}^2}\,\eta^2 \operatorname{Log}\frac{2|\vec{q}|}{\varkappa_N}.$$

Contrairement aux cas 2° et 3° la diffusion $\pi^0 \to \pi^0$ est favorisée par rapport à la diffusion avec échange de charge.

B. L'approximation E. N. R. avec $\vec{q}^2 \to 0$. Contrairement aux cas des diffusions sans changement de parité où les sections efficaces tendent vers une limite non nulle et où les distributions angulaires sont isotropes, on trouve ici des distributions angulaires plutôt compliquées et $\Sigma \sim \vec{q}^2$, donc tendant vers zéro avec $\vec{q}^2$. Ce dernier point est de grande importance en vue des expériences [1].

([5]) M. J. Ashkin nous a communiqué ses résultats avant publication.

En effet l'absorption du méson π^- dans l'hydrogène avec émission des deux bandes de γ au voisinage de 65 et 130 MeV indique que les sections efficaces de $\pi^- + P \to \pi^0 + N$ et de $\pi^- + P \to \gamma + N$ sont du même ordre. On peut en conclure (si l'on rejette des constantes d'interaction du type $f^2/4\pi\hbar c$ trop grandes) que l'on a une diffusion sans changement de parité (6). Étant donné les indications (7) concernant le caractère pseudo-scalaire du méson chargé, ceci conduit à penser que le méson neutre est aussi pseudo-scalaire, ce qui concorde bien avec l'ensemble des faits connus au sujet de ce méson (8).

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur la théorie quantique du bremsstrahlung.*

Note de M. **Gérard Petiau**, présentée par M. Louis de Broglie.

Expression générale de la section efficace correspondant au phénomène de bremsstrahlung dans lequel le couplage coulombien exercé par un champ C de spin 0 ou $\hbar$ entre deux particules de spin $\hbar/2$ est accompagné de l'émission d'un quantum d'un champ C_0 de spin 0 ou $\hbar$. Calcul complet dans le cas où C_0 et C sont tous deux de type pseudo-scalaire.

La théorie quantique du bremsstrahlung ou rayonnement de freinage représente ce phénomène par le schéma suivant : deux particules (1) et (2) représentées initialement par des ondes planes monochromatiques d'énergie, impulsion et masse réduites K_1, $\mathbf{K}_1$, μ_1, K_2, $\mathbf{K}_2$, μ_2 entrent en interaction dans un processus de choc au cours duquel, d'une part, ils échangent les quanta d'un champ C constitué par des particules neutres ou chargées de spin 0 ou $\hbar$, de masse propre μ_c représentées par des fonctions d'ondes d'un type tensoriel déterminé, cet échange réalisant un couplage coulombien généralisé, et, d'autre part, un quantum k, $\mathbf{k}$, μ_0 d'un champ C_0 de spin 0 ou $\hbar$ est émis. Dans l'état final, les particules (1) et (2) se trouvent dans les états (1') et (2') représentés par des ondes planes avec les paramètres $K_{1'}$, $\mathbf{K}_{1'}$, $\mu_{1'}$, $K_{2'}$, $\mathbf{K}_{2'}$, $\mu_{2'}$.

La conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement dans le processus global nous donne les relations

$$K_1 + K_2 = K_{1'} + K_{2'} + k, \qquad \mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2 = \mathbf{K}_{1'} + \mathbf{K}_{2'} + \mathbf{k}.$$

Nous introduisons les notations

$$[K_m K_n] = - K_m K_n + (\mathbf{K}_m \mathbf{K}_n) \qquad (m, n = 1, 1', 2, 2')$$
$$q_{mn} = [K_m K_n] + \mu_m \mu_n; \qquad G_{mn} = 2 q_{mn} + (\mu_m - \mu_n)^2 - \mu_0^2.$$

(6) Des résultats semblables ont été obtenus par R. E. Marshak, S. Tamor et A. S. Wightman.

(7) *Voir* par exemple K. A. Brueckner, *Phys. Rev.*, 79, 1950, p. 641 ; P. Benoist-Gueutal, J. Prentki et J. Ratier, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 1146; *Journ. Phys. Rad.*, 11, 1950, p. 553:

(8) *Voir* par exemple J. Steinberger, *Phys. Rev.*, 76, 1949, p. 1180 et autres.

Désignant par $\bar{1}$, $\bar{2}$, $\bar{1}'$, $\bar{2}'$ les états intermédiaires suivant ou précédant l'émission du quantum C_0, nous écrivons

$$H^{(1)\pm}_{i\bar{j}} = g_0\left(\frac{\hbar c}{2k}\right)^{\frac{1}{2}}(\Omega_0)_{ij},$$

où $H^{(1)\pm}_{\bar{i}j}$ est l'élément de matrice d'émission de C_0 et

$$\mathcal{H}_{\bar{i}j,m'n'} = g_{\bar{i}}g_j(\mu_j^2 + \mu_{n'}^2 + 2[K_jK_{n'}] - \mu_c^2)^{-1}(\omega_\lambda)_{\bar{i}m'}(\omega^\lambda)_{jn'} = g_{\bar{i}}g_j(G_{jn'})^{-1}(\omega_\lambda)_{\bar{i}m'}(\omega^\lambda)_{jn'}$$

est l'élément de matrice de l'interaction coulombienne généralisée, $(\omega_\lambda)_{\bar{i}m'}(\omega^\lambda)_{jn}$, représentant une forme covariante construite sur les grandeurs intrinsèques des particules et dépendant du type tensoriel du champ C.

Posant

$$\Delta_i = K_i - K_{\bar{i}} - k, \qquad \Delta_{\bar{i}'} = K_{i'} - K_{\bar{i}'} + k \qquad [(i = 1, 2), (i' = 1, 2)],$$

nous avons

$$\begin{aligned} H'^{(l)}_{Br} = (\hbar c)^{-1}\{ & (\Delta_1)^{-1} H^{(1)+}_{1\bar{1}}[a_1(\mathcal{H})_{\bar{1}2,1'2'} - b_1(\mathcal{H})_{\bar{1}2,2'1'}] \\ & + (\Delta_{1'})^{-1} [a_{1'}(\mathcal{H})_{12,\bar{1}'2'} - b_{1'}(\mathcal{H})_{12,2'\bar{1}'}] H^{(1)+}_{\bar{1}'1'} \\ & + (\Delta_2)^{-1} H^{(\,)+}_{2\bar{2}}[a_2(\mathcal{H})_{1\bar{2},1'2'} - b_2(\mathcal{H})_{1\bar{2},2'1'}] \\ & + (\Delta_{2'})^{\ 1} [a_{2'}(\mathcal{H})_{12,1'\bar{2}'} - b_{2'}(\mathcal{H})_{12,\bar{2}'1'}] H^{(1)+}_{\bar{2}'2'} \}. \end{aligned}$$

Éliminant dans les dénominateurs Δ_i et $\Delta_{i'}$ les énergies intermédiaires $K_{\bar{i}}$, $K_{\bar{i}'}$, et en admettant que

$$\mu_1 - \mu_{\bar{1}} = \mu_2 - \mu_{\bar{2}} = \mu_{\bar{1}'} - \mu_{1'} = \mu_{\bar{2}'} - \mu_{2'} = \delta_0,$$

posant

$$\begin{aligned} &[kK_i] + \delta_0\mu_i = q_{0i}, \qquad [kK_{i'}] + \delta_0\mu_{i'} = q_{0i'}, \\ &D_i = \mu_i^2 - \mu_{\bar{i}}^2 + \mu_0^2 + 2[kK_i] = \mu_0^2 - \delta_0^2 + 2q_{0i} \\ &D_{i'} = \mu_{i'}^2 - \mu_{\bar{i}'}^2 + \mu_0^2 - 2[kK_{i'}] = \mu_0^2 - \delta_0^2 - 2q_{0i'} \\ &S_i = [K_i - (\mathbf{K}_i\boldsymbol{\alpha}) - \mu_i\alpha_4] - [k - (\mathbf{k}\boldsymbol{\alpha}) - \delta_0\alpha_4]; \\ &S_{\bar{i}'} = [K_{i'} - (\mathbf{K}_{i'}\boldsymbol{\alpha}) - \mu_{i'}\alpha_4] + [k - (\mathbf{k}\boldsymbol{\alpha}) - \delta_0\alpha_4], \end{aligned}$$

l'élément de matrice $H'^{(1)}$ s'écrit

$$\begin{aligned} H'^{(1)}_{Br} = (2\hbar ck)^{-\frac{1}{2}} g_0 \\ \times \{ & (D_1 G_{22'})^{-1} g_{\bar{1}}g_2 a_1 (\Omega_0 S_{\bar{1}}\omega_\lambda)_{11'}(\omega^\lambda)_{22'} - (D_1 G_{21'})^{-1} g_{\bar{1}}g_2 b_1 (\Omega_0 S_{\bar{1}}\omega_\lambda)_{12'}(\omega^\lambda)_{21'} \\ & + (D_{1'}G_{22'})^{-1} g_1g_2 a_{1'}(\omega_\lambda S_{\bar{1}'}\Omega_0)_{11'}(\omega^\lambda)_{22'} - (D_{1'}G_{12'})^{-1} g_1g_2 b_{1'}(\omega_\lambda S_{\bar{1}'}\Omega_0)_{21'}(\omega^\lambda)_{12'} \\ & + (D_2 G_{11'})^{-1} g_{\bar{2}}g_1 a_2 (\Omega_0 S_{\bar{2}}\omega_\lambda)_{22'}(\omega^\lambda)_{11'} - (D_2 G_{12'})^{-1} g_{\bar{2}}g_1 b_2 (\Omega_0 S_{\bar{2}}\omega_\lambda)_{21'}(\omega^\lambda)_{12'} \\ & + (D_{2'}G_{11'})^{-1} g_1g_2 a_{2'}(\omega_\lambda S_{\bar{2}'}\Omega_0)_{22'}(\omega^\lambda)_{11'} - (D_{2'}G_{21'})^{-1} g_1g_2 b_{2'}(\omega_\lambda S_{\bar{2}'}\Omega_0)_{12'}(\omega^\lambda)_{21'}\}. \end{aligned}$$

a_1, a_2, $a_{1'}$, $a_{2'}$, b_1, b_2, $b_{1'}$, $b_{2'}$ sont des facteurs numériques prenant les valeurs 0 ou 1 suivant le caractère neutre ou chargé des champs C_0 et C, les charges des états (1), (2), (1′), (2′) et la conservation ou la non-conservation de l'individualité des corpuscules dans le processus. Si les champs C_0 et C_1 sont neutres, on a $a_1 = a_2 = a_{1'} = a_{2'} = 1$ et si l'individualité des corpuscules est conservée $b_1 = b_2 = b_{1'} = b_{2'} = 0$, dans le cas contraire $b_1 = b_2 = b_{1'} = b_{2'} = 1$.

Le calcul de la section efficace de bremsstrahlung

$$d\sigma = n_{C_0}(2\hbar c)^{-3}([K_1 K_2]^2 - \mu_1^2 \mu_2^2)^{-\frac{1}{2}}[\mathbf{K}_{1'}(K_2 \mathbf{K}_{1'} - K_{1'} \mathbf{K}_{2'})]^{-1}$$
$$\times \overline{|H'^{(1)}|^2} K_1 K_2 K_{1'} K_{2'} |\mathbf{K}_{1'}|^3 |\mathbf{k}| k\, dk\, d\Omega_{\mathbf{k}_{1'}} d\Omega_{\mathbf{k}}$$

s'effectuera à partir de $H'^{(1)}$ en calculant $\overline{|H'^{(1)}|^2}$.

Dans le cas le plus simple où les champs C_0 et C sont tous deux pseudo-scalaires, $\Omega_0 = \alpha_5$, $\omega_\lambda = \omega^\lambda = \alpha_5$ et l'on a

$$(\Omega_0 S_{\bar{l}} \omega_\lambda)_{ij'} = (\alpha_5 S_{\bar{l}} \alpha_5)_{ij'} = -[k + (\mathbf{k}\boldsymbol{\alpha}) + \delta_0 \alpha_4]_{ij'} = -(l)_{ij'},$$
$$(\omega_\lambda S_{\bar{l}'} \Omega_0)_{ij'} = (\alpha_5 S_{\bar{l}'} \alpha_5)_{ij'} = [k + (\mathbf{k}\boldsymbol{\alpha}) + \delta_0 \alpha_4]_{ij'} = (l)_{ij'},$$
$$H'^{(1)} = g_0(2\hbar c k)^{-\frac{1}{2}}\{ \quad g_2(G_{22'})^{-1}[a_{1'} g_1 (D_{1'})^{-1} - a_1 g_{\bar{1}}(D_1)^{-1}](l)_{11'}(\alpha_5)_{22'}$$
$$+ g_1(G_{11'})^{-1}[a_{2'} g_2(D_{2'})^{-1} - a_2 g_{\bar{2}}(D_2)^{-1}](l)_{22'}(\alpha_5)_{11'}$$
$$+ g_2(G_{21'})^{-1}[b_1 g_{\bar{1}}(D_1)^{-1} - b_{2'} g_1(D_{2'})^{-1}](l)_{12'}(\alpha_5)_{21'}$$
$$+ g_1(G_{12'})^{-1}[b_2 g_{\bar{2}}(D_2)^{-1} - b_{1'} g_2(D_{1'})^{-1}](l)_{21'}(\alpha_5)_{12'}\}$$

que nous écrivons

$$H'^{(1)} = (2\hbar c k)^{-\frac{1}{2}} g_0[\lambda_1^a (l)_{11'}(\alpha_5)_{22'} + \lambda_2^a (l)_{22'}(\alpha_5)_{11'}$$
$$+ \lambda_1^b (l)_{12'}(\alpha_5)_{21'} + \lambda_2^b (l)_{21'}(\alpha_5)_{12'}].$$

Apartir de cette expression nous obtenons

$$\overline{|H'^{(1)}|^2} = (16 K_1 K_2 K_{1'} K_{2'})^{-1}(2k\hbar c)^{-1} g_0^2 |S|^2$$

avec

$$|S|^2 = -16\{q_{01} q_{01'} q_{22'} \lambda_1^a (2\lambda_1^a + \lambda_1^b + \lambda_2^b)$$
$$+ q_{02} q_{02'} q_{11'} \lambda_2^a (2\lambda_2^a + \lambda_1^b + \lambda_2^b)$$
$$+ q_{01} q_{02'} q_{21'} \lambda_1^b (2\lambda_1^b + \lambda_1^a + \lambda_2^a)$$
$$+ q_{02} q_{01'} q_{12'} \lambda_2^b (2\lambda_2^b + \lambda_2^a + \lambda_1^b)$$
$$- q_{01} q_{02} q_{1'2'} (\lambda_1^a \lambda_1^b + \lambda_2^a \lambda_2^b) - q_{01'} q_{02'} q_{12} (\lambda_1^a \lambda_2^b + \lambda_2^a \lambda_1^b)\}$$
$$- 8(\mu_0^2 - \delta_0^2)\{2 q_{11'} q_{22'}[(\lambda_1^a)^2 + (\lambda_2^a)^2] + 2 q_{12'} q_{21'}[(\lambda_1^b)^2 + (\lambda_2^b)^2]$$
$$+ (q_{11'} q_{22'} + q_{12'} q_{21'} - q_{12} q_{1'2'})(\lambda_1^a + \lambda_2^a)(\lambda_1^b + \lambda_2^b)\}.$$

PHYSIQUE DES GAZ. — *Sur la théorie d'un thermomètre à gaz, donnant la température thermodynamique, sans corrections pour imperfection du gaz*. Note (*) de M. **Jean P.-E. Duclaux**, transmise par M. Jacques Duclaux.

La théorie du viriel et la pratique montrent que si P est la pression qui règne dans une enceinte de volume variable V contenant une masse constante d'un gaz maintenu à la température constante T, la quantité PV peut se représenter, tout au moins lorsque 1/V est petit, par un développement en série suivant les puissances croissantes de 1/V.

Pour les pressions de l'ordre de l'atmosphère qui règnent dans la chambre d'un thermomètre à gaz, les termes de degré supérieur à 1 sont absolument

(*) Séance du 6 novembre 1950.

négligeables et l'on peut écrire.

$$PV = RT + \frac{B}{V},$$

R étant la constante des gaz parfaits et B une fonction de la température, caractéristique du gaz.

La soi-disant *loi des états correspondants* exigerait, si elle était vérifiée, que B soit le produit d'une constante caractéristique par une fonction universelle de la température réduite (rapport de la température à la température critique).

C'est un fait connu, bien qu'il soit souvent passé sous silence, que les gaz ne suivent pas la loi des états correspondants; il semble généralement admis qu'ils devraient s'y conformer et que s'ils ne le font pas, cela est dû à l'influence de divers phénomènes secondaires.

Considérons deux gaz parfaitement normaux, *a priori*, tels que le néon et l'argon; il est très facile de vérifier, sur les données expérimentales, que les quantités B relatives aux deux gaz ne varient pas suivant la même loi en fonction de la température réduite; de même l'application de la loi des états correspondants au couple hélium-argon entraînerait que, pour ce dernier, la fonction B devrait être nulle entre 740 et 750° K, alors qu'elle l'est entre 400 et 410° K.

Je montrerai dans un travail ultérieur que, pour beaucoup de gaz tels que les gaz rares, l'azote, l'oxyde de carbone, la quantité B est la somme de deux termes : une constante caractéristique et le produit d'une constante caractéristique par une fonction universelle de la température (et non de la température réduite).

On a pour ces gaz :

$$B = -K + K'f(T),$$

K et K′ étant des constantes caractéristiques.

Si B_1 est la valeur de B pour un gaz 1 à la température T et B_2 la valeur correspondante pour un gaz 2, on doit donc avoir, quelle que soit la température :

$$B_1 = -k + k'B_2,$$

k et k' étant des constantes caractéristiques du couple 1-2.

Dans le cas du couple hélium-argon, la méthode des moindres carrés, appliquée aux nombres expérimentaux, donne

$$(1) \qquad 10^6 B_{Ar} = -3\,260,5 + 4,3075 . 10^6 B_{He}.$$

Le tableau permet la comparaison des chiffres expérimentaux et des chiffres ainsi calculés; on voit que la concordance est aussi bonne qu'il était possible de l'espérer.

t.	He expérimental.	He régularisé.	Ar expérimental.	Ar calculé.	Différence.
	10^6 B				
300......	983	992	1050	1012	—38
200......	855	852	361	411	+50
150......	–	777	81	88	+ 7
100......	694	699	— 262	— 251	+11
50......	620	616	— 582	— 608	—26
0......	529	528	— 985	— 986	— 1
— 50......	435	435	—1377	—1387	—10
—100......	337	336	—1819	—1813	+ 6
Différence moyenne					25

He régularisé est la valeur expérimentale de B pour l'hélium, régularisée au moyen d'une fonction empirique de la température, valable de —270° à +400°C.

Considérons maintenant deux thermomètres à volume constant, identiques, de volume V, contenant l'un n atomes-grammes d'argon et l'autre n atomes-grammes d'hélium; plongeons-les dans la même enceinte à la température T; on a dans ces conditions :

$$P_{Ar} V = nRT + n^2 \frac{B_{Ar}}{V}, \tag{2}$$

$$P_{He} V = nRT + n^2 \frac{B_{He}}{V}. \tag{3}$$

P_{Ar} et P_{He} étant les pressions, peu différentes d'ailleurs, qui règnent respectivement dans les deux thermomètres.

En éliminant B_{He} et B_{Ar} entre les relations (1), (2) et (3), nous trouvons

$$(4,3075 P_{He} - P_{Ar}) V = 3,3075 nRT + 3\,260,5 \frac{n^2}{10^6 V},$$

c'est-à-dire que n et V étant constants, la quantité $(4,3075 P_{He} - P_{Ar})$ que donne l'expérience varie linéairement en fonction de la température T; les termes correctifs variables, destinés à tenir compte des imperfections des gaz, ont disparu.

L'appareil ainsi conçu est donc un thermomètre donnant la température thermodynamique sans corrections pour imperfection des gaz.

La relation qui a servi de base à cette théorie semble vérifiée jusqu'aux plus basses températures; elle l'est pour le couple néon-hélium jusqu'à 20°K au moins; on peut faire de façon assez plausible l'hypothèse qu'elle le reste aux hautes températures, mais les données manquent au-dessus de 400°C; il n'est donc pas certain que le thermomètre dont la théorie est exposée ici mesurerait les hautes températures avec précision.

PYROTECHNIE. — *Sur les lois de combustion des poudres colloïdales dans l'azote sous des pressions de* 100 *à* 10000 kg/cm². *Remarques sur une récente Note de MM. Jacques et James Basset.* Note (*) de MM. **Henri Muraour** et **Jean Fauveau**, transmise par M. Albert Michel-Lévy.

On compare les vitesses de combustion mesurées par J. et J. Basset, avec les vitesses calculées. Pour T = 2576° K il y a, entre 100 et 10000 kg/cm², un accord satisfaisant. Pour T = 2171° K les vitesses expérimentales, sous très haute pression, sont supérieures aux vitesses calculées. Pour T = 3475° K et T = 3847° K elles sont au contraire inférieures. Pour ces dernières poudres J. et J. Basset ont trouvé aux basses pressions (300-400 kg/cm²) une « bosse » accentuée dont la réalité paraît très douteuse.

Utilisant une méthode dont le principe avait été indiqué par l'un de nous, MM. Jacques et James Basset ont publié récemment [1] les résultats de mesures de vitesses de combustion de diverses poudres colloïdales dans l'azote sous pression. Nous allons comparer ces vitesses expérimentales aux vitesses calculées à l'aide des formules établies par l'un de nous en collaboration avec G. Aunis [2]. Ces formules permettent de calculer la vitesse de combustion sous pression constante de 1000 kg/cm² à partir de la température d'explosion de la poudre; les vitesses de combustion sous d'autres pressions étant calculées en adoptant une loi de la forme $v = a + bP$. Voici la comparaison [3] :

Pressions kg/cm²	50.	100.	200.	300.	400.	600.	800.	1000.	2000.	5000.	10 000.
Poudre n° 4. T = 3847° K, $v = 7,0 + 0,121$ P.											
v calculée (mm/sec)	13,0	19,1	31,2	43,3	55,4	79,6	104	128	249	612	1217
v Basset (mm/sec)	15,0	25,0	44,0	57,5	66,5	82,0	100	119	215	490	950
Différence (%)	+15	+31	+41	+33	+20	+3	−4	−7	−14	−20	−22
Poudre n° 3. T = 3475° K, $v = 7,0 + 0,0947$ P.											
v calculée (mm/sec)	11,7	16,5	25,9	35,4	44,9	63,8	82,8	102	196	480	954
v Basset (mm/sec)	8,0	17,5	33,0	46,0	56,0	70,0	83,5	100	178	398	765
Différence (%)	−32	+6	+27	+30	+25	+10	+1	−2	−9	−17	−25
Poudre n° 1. T = 2973° K, $v = 6,0 + 0,069$ P.											
v calculée (mm/sec)	9,4	12,9	19,8	26,7	33,6	47,4	61,2	75,0	144	351	696
v Basset (mm/sec)	6,5	13,0	26,0	37,5	45,0	57,0	65,0	75,0	140	335	646
Différence (%)	−31	+1	+31	+40	+34	+20	+6	0	−3	−5	−7
Poudre n° 2. T = 2576° K, $v = 5,0 + 0,0532$ P.											
v calculée (mm/sec)	7,7	10,3	15,6	21,0	26,3	36,9	47,6	58,2	111	271	537
v Basset (mm/sec)	6,0	10,5	17,0	23,5	28,5	38,0	47,0	53,5	104	270	542
Différence (%)	−22	+2	+9	+12	+8	+3	−1	−8	−6	0	+1

(*) Séance du 6 novembre 1950.

(1) *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 649-651.

(2) *Mém. Artillerie française*, 20, 1946, p. 637.

(3) Nous avons éliminé la poudre n° 6 qui n'est pas une poudre colloïdale.

Pressions kg/cm²	50.	100.	200.	300.	400.	600.	800.	1000.	2000.	5000.	10 000.
Poudre n° 5. $T = 2171°K$, $v = 5,0 + 0,0402 P$.											
v calculée (mm/sec)	7,0	9,0	13,0	17,1	21,1	29,1	37,2	45,2	85,4	206	407
v Basset (mm/sec)	5,0	9,0	15,0	19,0	22,5	28,0	37,0	45,0	95,0	250	508
Différence (%)	−29	0	+15	+11	+7	−4	−1	0	+11	+21	+25

On remarquera : 1° que pour la pression de 1000 kg/cm² il y a pour toutes les poudres, un accord satisfaisant entre les vitesses expérimentales et les vitesses calculées; pour la pression de 100 kg/cm² l'accord existe encore pour les poudres dont la température d'explosion est inférieure à 3500° K; 2° que pour la poudre n° 2 (poudre SD normale) *le même accord existe pour toutes les pressions comprises entre* 100 *et* 10000 kg/cm²; les formules ne s'appliquent plus aux très basses pressions, les réactions étant incomplètes (formation de NO).

Dans la région des très hautes pressions (5000 à 10000 kg/cm²) pour la poudre n° 5, les vitesses expérimentales sont supérieures de 20 à 25 % aux vitesses calculées. On retrouve là un phénomène déjà signalé [4] et dû probablement à ce que pour ces poudres *froides* la température d'explosion n'est plus réglée uniquement par la réaction d'équilibre du gaz à l'eau, mais que, par suite d'une réaction exothermique (formation de méthane), elle est plus élevée. Une différence de température de + 360° suffirait à expliquer la différence de vitesse observée.

Toujours en ce qui concerne la zone des hautes pressions, on observera que pour les deux poudres chaudes, n° 4 à 3487° K et n° 3 à 3475° K, les vitesses expérimentales sont *inférieures* d'environ 20 % aux vitesses calculées, peut-être pourrait-on envisager pour ces très hautes pressions une augmentation de la chaleur spécifique des gaz triatomiques.

Zone des basses pressions. — Dans la zone de pression 200-400 kg/cm², il existe une *bosse* particulièrement accentuée pour les poudres chaudes; l'existence réelle de cette *bosse* nous paraît très douteuse pour la raison suivante.

Fin 1949 des expériences ont été exécutées à Sevran avec deux poudres chaudes dans le dispositif même utilisé par Basset; voici les résultats obtenus :

Poudre 39/49/LB. Partie B, $T = 3965°K$, $v = 7 + 0,131 P$.

Pressions (kg/cm²)	56.	81.	100.	127.	160.	208.	283.	410.	616.
v calculées (mm/sec)	14,3	17,6	20,1	23,6	28,0	34,2	44,1	60,7	87,7
v Sevran (mm/sec)	11,6	17,4	20,5	23,3	27,0	34,9	46,7	62,2	90,0
Différence (%)	−19	−1	+2	−1	−4	+2	+6	+2	+3

Poudre 5/48/DG/SL gal 45/55, $T = 4250°K$, $v = 7 + 0,1575 P$.

Pressions (kg/cm²)	74.	76.	98.	98.	120.	143.	143.
v calculées (mm/sec)	18,6	19,0	22,4	22,4	25,9	29,5	29,5
v Sevran (mm/sec)	17,9	18,1	21,7	21,5	25,2	27,6	31,2
Différence (%)	−4	−5	−3	−4	−3	−6	+6

(4) H. MURAOUR, *Chimie et Industrie*, 50, n° 6, 1943, p. 168-172.

Pressions (kg/cm²)...	189.	198.	236.	284.	284.	515.	622.
v calculées (mm/sec)....	36,8	38,2	44,2	51,7	51,7	88,1	105,0
v Sevran (mm/sec).....	34,4	34,5	41,9	49,9	48,2	82,0	108,0
Différence (%).........	−7	−10	−5	−5	−7	−7	+3

Pour ces deux poudres, malgré la haute température d'explosion, *aucune bosse n'apparaît sur le graphique*. Le moins que l'on puisse dire est que ces derniers résultats sont en contradiction formelle avec les précédents.

ÉLECTRICITÉ. — *Contribution à l'étude des pertes dans les lignes de transport d'énergie électrique à haute tension continue par brouillard.* Note (*) de M. **Robert Cochet**, présentée par M. Aimé Cotton.

Nous avons étudié en fonction du temps le dépôt de gouttelettes de brouillard sur un conducteur cylindrique. La vitesse de l'air est supposée négligeable. Nous avons montré ([1]) que, dans un plan normal aux génératrices, la trajectoire d'une gouttelette de brouillard passant à l'infini à une distance K de l'axe origine Ox, admettait pour équation

$$\rho^3 = \frac{1}{\sin^3\theta}\left[K^3 - 3\alpha\left(\frac{\theta}{2} - \frac{1}{4}\sin 2\theta\right)\right].$$

1° Si $\alpha < D^3/8$ ou $E_0^2 < (2/3)\pi g D$, les trajectoires limites sont tangentes au conducteur (*fig.* 1). Les points de tangence sont déterminés par

$$\cos\theta_1 = -\frac{8\alpha}{D^3} \quad \text{et} \quad \rho_1 = \frac{D}{2}.$$

La constante d'intégration prend la valeur

$$K^3 = \left[\frac{3\pi}{2} + \frac{1}{5}(\pi - \theta_1)^5 + \frac{19}{315}(\pi - \theta_1)^7 + \ldots\right]\alpha,$$

pour $D^3\sqrt{2}/16 < \alpha < D^3/8$ nous avons $K = [(3\pi/2)\alpha]^{1/3}$ avec une erreur inférieure à 1 %.

2° Si $\alpha > D^3/8$ les trajectoires aboutissant au conducteur sont limitées par la courbe particulière que l'on obtient en faisant $K = [(3\pi/2)\alpha]^{1/3}$, il n'y a pas de trajectoire tangente (*fig.* 2).

En résumé pour une valeur suffisante du champ électrique à la surface du conducteur $E_0^2 > (\pi\sqrt{2}/3)gD$ ($E_0 > 12$ kV/cm pour $D = 1^{cm},2$), le coefficient de captation $\gamma = 2K/D$ a pour expression $\gamma = (9E_0^2/4gD)^{1/3}$.

L'expérience vérifie ces résultats. Les figures 3 et 4 représentent les photographies des trajectoires de gouttelettes d'eau ($d < 50^{\mu}$) à proximité d'un

(*) Séance du 6 novembre 1950.

([1]) M. Pauthenier et R. Cochet, *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 213.

conducteur cylindrique de diamètre $D = 1^{cm},2$, le champ superficiel est pour la figure 3 : $E_0 = 47$ u.e.s.c.g.s. (14 kV/cm) et pour la figure 4 : $E_0 = 88$ u.e.s.c.g.s. (26,5 kV/cm).

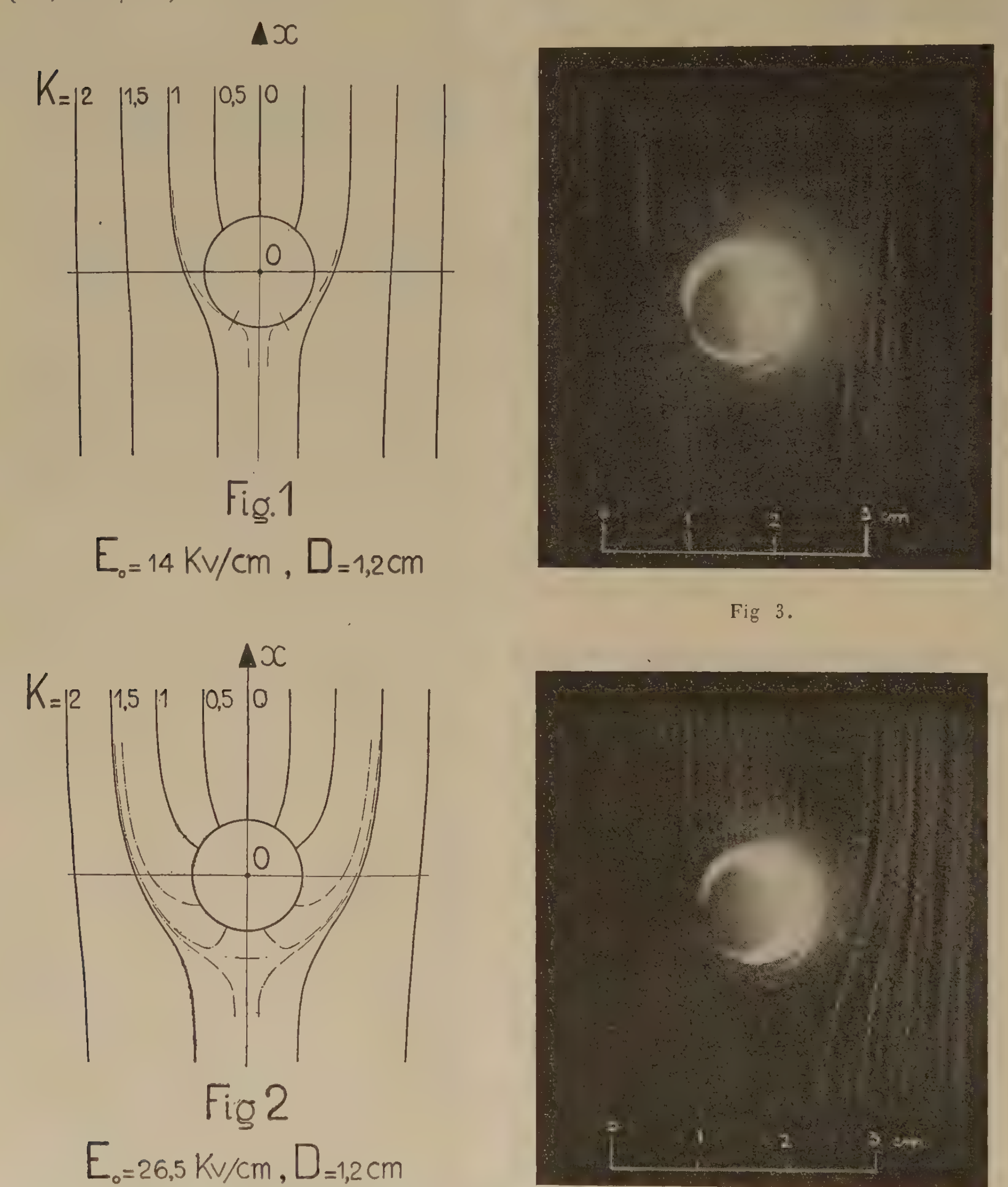


Fig. 1
$E_0 = 14$ Kv/cm, D = 1,2 cm

Fig. 3.

Fig 2
$E_0 = 26,5$ Kv/cm, D = 1,2 cm

Fig. 4.

En désignant par m_1 la masse d'eau liquide par centimètre cube de brouillard, par V_0 la vitesse des gouttelettes au loin, la quantité d'eau reçue par unité de longueur du conducteur et par seconde $M_1 = m_1\,\gamma\,D\,V_0$ a pour expression $M_1 = (m_1/18\,\delta'\nu)\,[(9/4)E_0^2\,D^2\,g^2]^{\frac{1}{3}}\,d^2$.

Dans un brouillard naturel les diamètres des gouttelettes sont différents. Soit $f_1(d)$ la courbe de répartition en masse par unité de volume d'un brouillard, nous avons

$$\int_0^\infty f_1(d).\Delta d = m_1,$$

et en posant $[(9/4)E_0^2 D^2 g^2]^{1/3}/18\,\delta'\nu = A$, M_1 peut se mettre sous la forme

$$M_1 = A\int_0^\infty f_1(d).d^2.\Delta d.$$

Application numérique. — Pour $E_0 = 30$ kV/cm, $D = 1{,}2$ cm, on a $A \simeq 1{,}04.10^6$. Pour un brouillard dont le diamètre caractéristique est $13\,\mu$, avec $d < 30\,\mu$ et

$$\int_0^\infty f_1(d\Delta).d = 2.10^{-6}\ \text{g},$$

on a $M_1 \simeq 6{,}5.10^{-6}$ g par centimètre et par seconde.

Au bout de 26 minutes, nous aurons 10^{-2} g d'eau par centimètre de conducteur, quantité d'eau suffisante pour que le conducteur émette des ions. Le courant de perte correspondant est de l'ordre de $30\,\mu$A par mètre de conducteur.

En considérant la vitesse du fluide comme négligeable, nous nous sommes placé dans les conditions de captation les plus défavorables.

ÉLECTRICITÉ. — *Courant inverse des diodes au germanium aux voltages élevés.* Note de M. **Pierre Aigrain**, présentée par M. Jean Cabannes.

La conductance de surface du germanium est modulée par un champ électrique intense. Cet effet explique quantitativement l'augmentation du courant inverse aux forts voltages, sans qu'il soit nécessaire de faire intervenir l'effet d'émission de champ.

Dans des Notes précédentes (1), (2), (3), (4) j'ai montré comment l'existence d'une conductance de surface pouvait expliquer les caractéristiques des diodes au germanium aux faibles voltages inverses. Dernièrement Stuetzer (5) a indiqué qu'il était possible de moduler le courant inverse en appliquant un champ électrique perpendiculaire à la surface. Il a suggéré que le champ entre la surface du germanium et la pointe pouvait, par un mécanisme analogue, être responsable de l'augmentation du courant inverse aux voltages élevés. Le

(1) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 62.
(2) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 194.
(3) C. Dugas, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 377 et 1277.
(4) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 732.
(5) *P. I. R. E.*, août, 1950, 38, 8, p. 868.

but de cette Note est de montrer qu'on peut expliquer ainsi numériquement les caractéristiques des diodes au germanium en admettant que l'effet du champ est de modifier la conductance de surface selon le mécanisme ci-dessous.

1° S'il existe un champ électrique entre la surface du germanium et une électrode négative qui peut être la pointe elle-même, il apparaît une charge superficielle positive donnée par

$$Q = \frac{\varepsilon_0}{4\pi} E.$$

Cette charge ne peut être due à une diminution du nombre d'électrons libres près de la surface puisque dans la région superficielle du germanium la conduction se fait par trous positifs. Il y a donc une augmentation de la densité des trous, d'où une augmentation de la conductance de surface donnée par

$$(1) \qquad \Delta s = \mu_p Q = \frac{\mu_p \varepsilon_0}{4\pi} E = 10^{-10} E \ (\text{mho/V/cm}),$$

ce qui explique numériquement les effets observés par Stuetzer.

2° *Application aux diodes.* — Si le champ est celui qui existe entre la pointe et le germanium, on a

$$E = \frac{2 V_0}{\pi r}$$

(r, distance du centre de la pointe; V_0, voltage appliqué).

Nous admettrons que V_0 est grand, si bien que Δs est très supérieur à s_0, conductance de surface pour un champ nul. Un calcul basé sur les mêmes hypothèses que nos Notes précédentes (densité de courant à travers la barrière constante, égale à 2 C, indépendante du voltage), donne les relations suivantes entre V_0 et i:

$$(2) \qquad V_0^2 = \frac{4\pi^2 C}{u_p \varepsilon_0} \left[r_1^2 (r_1 - r_0) - \frac{1}{3} (r_1^3 - r_0^3) \right],$$

$i = \pi C r_1^2$; r_0, rayon de la pointe.

Pour V_0 élevé, cette loi donne $i \sim V_0^{4/3}$.

L'expérience conduit à une loi : $i \sim V^n$ mais avec $n \neq 2$.

La différence peut s'expliquer par l'existence de points *non redresseurs* à la surface du germanium. Ces points sont d'ailleurs décelables expérimentalement,

3° Nous admettrons, pour simplifier, qu'il y a une ligne non redresseuse à une distance r_2 de la pointe. On obtient alors

$$(3) \qquad \frac{(r_2 - r_0)\, \pi\, (i - C r_2^2)}{u_p \varepsilon_0} = V_0^2 - V_1^2,$$

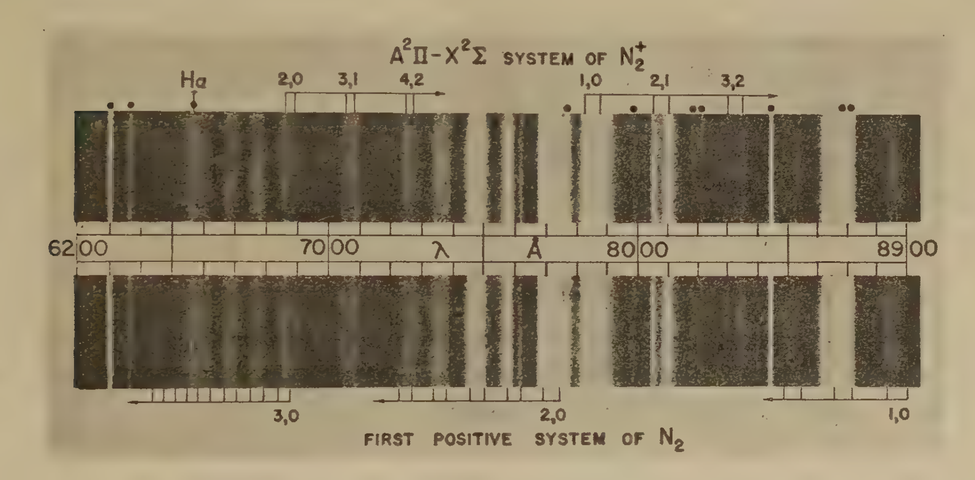
où V_1^2 est donné en remplaçant dans (2) r_1 par r_2.

Cette formule est en excellent accord avec l'expérience, pour les diodes à haute résistance inverse, pour V_0 compris entre 20 V et quelques volts en deçà de la tension maxima. On trouve pour r_2 des chiffres de l'ordre de 10^{-2} cm, ce qui est très raisonnable.

SPECTROSCOPIE. — *Nouvelles bandes de* N_2^+ *dans le spectre auroral infrarouge.* Note de M. **A.-B. Meinel**, présentée par M. Jean Cabannes.

Vegard et Kvifte ([1]) ont attribué diverses bandes intenses aux environs de 8 000 Å à des membres du premier système positif de N_2. Bates, Massey et Pearse ([2]) ont mis en doute cette identification, malgré les coïncidences apparentes de longueur d'onde, à cause de l'absence d'autres bandes du premier système positif dues aux mêmes niveaux vibratoires.

Lors de la tempête aurorale du 18-19 août 1950 l'auteur a obtenu à l'Observatoire Yerkes des spectres à résolution assez élevée (figure), qui montrent que la structure détaillée de ces bandes est très différente de celle des premières bandes positives de N_2. Les bandes non identifiées ont deux ou plusieurs maxima avec un bord nettement défini du côté violet.



Spectre auroral de 6200 à 8900 Å.
(Les points noirs indiquent des raies atomiques.)

Les six bandes mentionnées dans la table ci-après semblent faire partie de ce nouveau groupe à cause de leur similitude d'aspect. Les deux bandes 6858 et 7250 Å sont superposées sur les premières bandes positives de N_2. Les deux maxima caractéristiques sont toutefois bien évidents. En faisant coïncider les six bandes avec une distribution d'intensité selon Franck-Condon, on obtient pour l'état inférieur les constantes moléculaires $\omega_e'' = 2205\ \text{cm}^{-1}$ et $\omega_e'' x_e'' = 17\ \text{cm}^{-1}$. Ces valeurs sont très proches de celles de l'état fondamental de N_2^+.

([1]) *Geophys. Publ. Oslo*, 16, n° 7, 1945.

([2]) Rapport à la Commission Gassiot, *Emission Spectrum of the Night Sky and Auroræ* (*Physical Society*, 97, London, 1948).

En admettant que l'état $X^2\Sigma$ est le niveau inférieur de ces bandes de N_2^+, les constantes moléculaires deviennent :

ω''_e	2207,2 cm^{-1}	$\omega'_e x'_e$	16,0 cm^{-1}
$\omega''_e x''_e$	16,1	Doublet dédoublé....	75
ω'_e	1878,4	$\nu_{0,0}$	10882.6

Les différences, observation moins calcul, obtenues avec ces constantes sont données dans la table suivante :

Bandes $A^2\pi - X^2\Sigma$ *de* N_2^+ *dans les aurores.*

Longueur d'onde λ_{air} (limite violette).	Différence $o - c$ (moyenne).	Intensité.	v', v''.
6858	−1	4	2,0
7050	−3	7	3,1
7250	−2	4	4,2
7828	0	40	1,0
8057	+2	20	2,1
8298	+3	6	3,2

La représentation excellente, ainsi que le dédoublement de la structure, montrent que le nouveau système de bandes provient de l'état $A^2\pi$ de N_2^+ cherché en vain depuis longtemps.

SPECTROSCOPIE. — *Complément à l'étude du spectre d'absorption du gaz fluorhydrique dans l'ultraviolet.* Note de MM. **Jacques Romand** et **Ebrahim Safary**, présentée par M. Jean Cabannes.

L'objet de la présente Note est de compléter les résultats décrits précédemment ([1]) par l'étude de l'effet d'une élévation de température sur le spectre d'absorption ultraviolet du gaz fluorhydrique.

Afin d'éviter le collage des fenêtres. nous avons utilisé des cuves en acier inoxydable munies d'embases portant les fenêtres de corindon serrées mécaniquement avec interposition de rondelles de *teflon.* D'autres part les canalisations et le manomètre ont été refaits en tube d'acier inoxydable : ce métal résiste très bien au gaz fluorhydrique et permet d'employer des tubes de plus grand diamètre que les tubes de platine et d'argent utilisés auparavant.

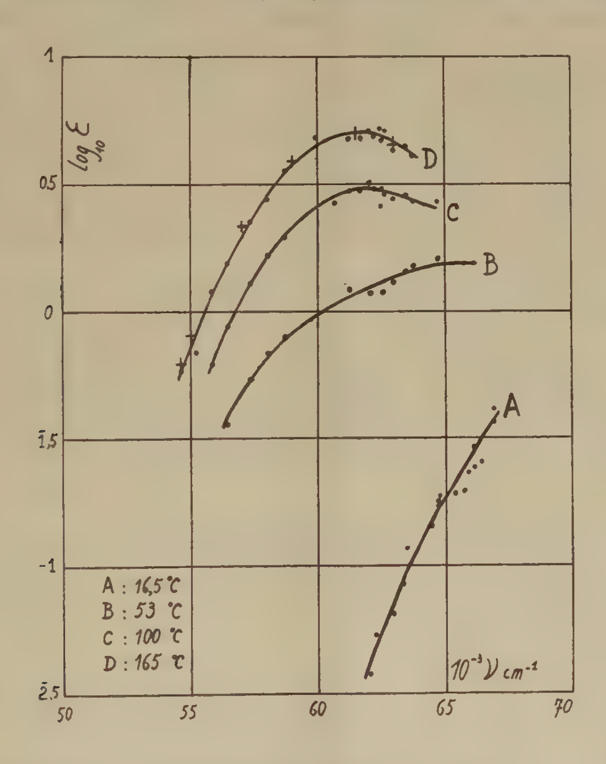
Nous avons d'abord constaté qu'avec cet appareil en acier le système de bandes dont le maximum est à 2050 Å avait disparu, la pression étant de 600 Torr, l'épaisseur de 220^{cm} et la température de 17°C. Comme nous n'avions précédemment observé ces bandes que dans un appareil en argent, il

([1]) E. Safary et J. Romand, *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 1003.

est logique de les attribuer à une impureté prenant naissance par attaque du métal ou d'une impureté superficielle du métal (dans le cas de l'argent on peut penser au sulfure, à l'oxyde ou au mercure). Rappelons que ces bandes disparaissent par élévation de la température à 75° C ([1]).

Comme dans nos conditions expérimentales, il n'y a pas d'autre bande jusqu'à 1650 Å, les essais sur l'effet de température ont été faits dans la région de Schumann. A cause de la faible longueur de la cuve imposée par le montage nous avons toujours utilisé la pression maximum (environ 640 Torr), car l'absorption est peu intense.

La figure ci-dessous représente les différentes courbes A, B, C, D obtenues pour des températures de 16,5, 53, 100 et 165° C. On a porté en abscisse le nombre d'ondes ν et en ordonnée le logarithme du coefficient d'extinction moléculaire $\varepsilon = (d/l) \times 22,4 \times (M/M_1)$, d étant la densité optique, l la lon-



gueur (5cm, 8), M la masse moléculaire normale ($\neq 20$) et M_1 la masse moléculaire apparente dans les conditions de l'expérience. Cette dernière s'obtient pour 16,5 et 53° C à partir des mesures de densité ([2]), ([3]) et pour 100 et 165° C par application des formules classiques de dilatation et compression qui constituent une approximation suffisante dans ce cas. On voit que l'absor-

---

([2]) J. SIMONS et J. H. HILDEBRAND, *J. Amer. Chem. Soc.*, 46, 1924, p. 2179 et 2183.

([3]) R. W. LONG, J. H. HILDEBRAND et W. E. MORRELL, *J. Amer. Chem.*, 65, 1943, p. 182.

ption croît avec la température; d'abord rapidement (de 16,5 à 53° C) et ensuite plus lentement. Les courbes C et D présentent un maximum pour $\nu = 62000\ \mathrm{cm}^{-1}$ environ ($\lambda = 1612$ Å).

L'interprétation de ce spectre est difficile tant à cause de l'association de FH qu'à cause du caractère encore incomplet des données expérimentales. On peut néanmoins faire les remarques suivantes. D'après les mesures de densité on sait qu'il n'y a plus de molécules associées stables à partir de 100° C environ, on peut donc supposer que les courbes aux températures supérieures (C et D) correspondent à la molécule $(FH)^1$ isolée, alors que la courbe A représenterait l'absorption due à la molécule associée $(FH)^n$. Toutefois dans cette hypothèse les variations du spectre au-dessus de 100° C sont inexplicables, étant donné la valeur élevée de la fréquence vibratoire ($\omega_e = 4141\ \mathrm{cm}^{-1}$). Elles ne seraient compréhensibles que si l'on attribuait ce spectre à une molécule FH perturbée par l'action des molécules voisines, cette perturbation subsistant même aux températures où la densité est normale. Pour conclure il est nécessaire d'opérer à des températures supérieures, ce qui était impossible avec le présent montage.

En admettant provisoirement que le spectre à 165° C représente bien celui de $(FH)^1$ on peut remarquer : 1° l'absence de spectre discontinu, contrairement à ce que l'on pourrait prévoir d'après les courbes d'énergie potentielle théoriques ([4]) dont le calcul serait donc à reprendre; 2° la limite du spectre vers les faibles fréquences semble en accord avec la valeur de l'énergie de dissociation donnée par Gaydon ([5]), $E_d = 6,1 \pm 0,3\ \mathrm{eV} \neq 49200 \pm 2400\ \mathrm{cm}^{-1}$; 3° l'effet de la température entre 100° C et 165° C est de multiplier tous les coefficients d'absorption par un facteur constant, ce qui montrerait que seul le nombre de molécules $(FH)^1$ varie; 4° la méthode de la réflexion appliquée à $(FH)^1$ donne de bons résultats (points + pour D).

POLARIMÉTRIE. — *Polarimètre hertzien pour l'étude des* modèles *macroscopiques de molécules actives*. Note de MM. **Roger Servant** et **Pierre Loudette**, présentée par M. Aimé Cotton.

Il nous a paru intéressant de poursuivre les premières recherches de Lindman ([1]) sur le pouvoir rotatoire, en ondes hertziennes, des modèles macroscopiques actifs. Nous avons cherché pour cela à réaliser un polarimètre utilisant des ondes entretenues (et non amorties) et ayant, en particulier, une caractéristique d'analyseur aussi aiguë que possible.

([4]) L. Pauling, *The Nature of the Chemical bond*, N. York, 1948, p. 43.

([5]) *Dissociation energies and spectra of diatomic molecules*, London, 1947, p. 188.

([6]) J. Romand,, *Ann. Phys.*, 4, 1949, p. 576.

([1]) *Ann. d. Physik*, 63, 1920, p. 621; 69, 1922, p. 270; 74, 1924, p. 541; G. Bruhat, *Polarimétrie*, Paris, 1930, p. 232.

I. Appareil. — Nous employons le dispositif suivant (*fig.* 1) :

1° *Source et monochromateur.* — L'émetteur E est un oscillateur *à lignes*, utilisant deux lampes EC41 montées en push-pull. Par déplacement du pont mobile, on peut faire varier la longueur d'onde émise λ_E depuis 46^{cm} jusqu'à 100^{cm} et au delà (300 à 650 MHz). Un pont de Lécher L, placé latéralement (en face d'un volet amovible percé dans le blindage du poste E) permet de contrôler la valeur de λ_E. Le couplage réalisé est aussi lâche que possible et l'écart entre les positions successives du court-circuit c provoquant des minima de courant grille g donne la valeur de $\lambda_E/2$.

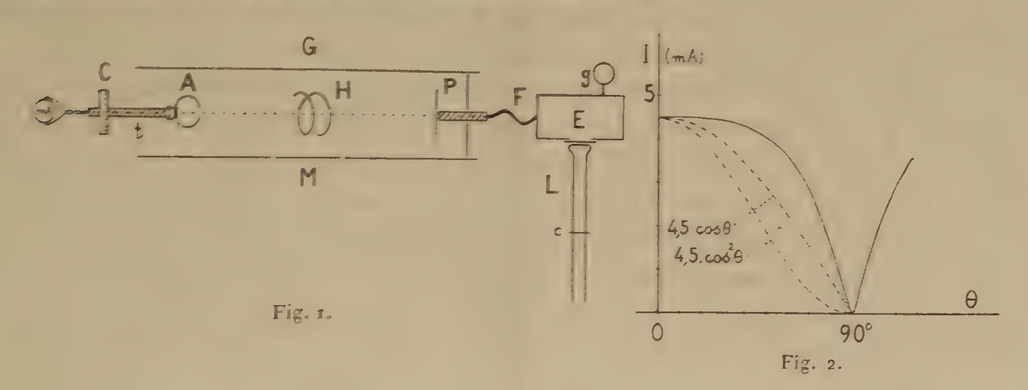


Fig. 1.

Fig. 2.

2° *Polariseur.* — Il est constitué par une antenne rectiligne P établissant le mode de vibration TE_{11} dans le guide d'ondes formant le corps du polarimètre. L'antenne est un doublet placé perpendiculairement à l'axe du polarimètre, en avant d'un fond mobile réglable. L'énergie est transportée au doublet par un feeder coaxial F et prélevée sur l'émetteur par une boucle réglable.

3° *Corps du polarimètre.* — C'est un tube conducteur cylindrique G de $2^m,5$ de longueur et 50^{cm} de diamètre. Il est muni d'une porte cintrée M, permettant l'introduction des *modeles*. Le diamètre de 50^{cm} a été choisi de manière que seul puisse s'établir le mode de vibration TE_{11}, donnant dans les sections du tube une polarisation homogène parallèle à une section équatoriale [2]. En avant de l'extrémité libre du tube G se trouve la boucle analyseur A. Le taux d'ondes stationnaires est très réduit et il ne subsiste pratiquement dans le tube que des ondes progressives. La longueur d'onde λ_G dans le guide se déduit de la longueur d'onde λ_E par la formule $\lambda_G = \lambda_E \lambda_C / \sqrt{\lambda_C^2 - \lambda_E^2}$, avec ici une longueur d'onde de coupure $\lambda_C = 3,41 . R = 85^{cm}$. Ainsi, en faisant varier la longueur d'onde d'émission de 65 à 75^{cm} par exemple, on balaye pour λ_G le domaine $100\text{-}160^{cm}$.

4° *Analyseur.* — C'est un *doublet replié* A, en forme de boucle circulaire ouverte, dont les deux branches sont reliées aux bornes d'un détecteur

(2) R. Rigal, *Les hyperfréquences*, Paris, 1950, p. 90.

silicium-tungstène 1 N 21. Ce détecteur alimente à travers un filtre *passe-bas* un milliampèremètre mA à plusieurs sensibilités. On fait tourner le plan de A en agissant sur une longue tige de manœuvre *t* (en bakélite), munie d'un cercle gradué C.

II. Précision des pointés. — L'analyseur A, de rayonnement très réduit, présente l'avantage de fournir une courbe d'extinction relativement très abrupte : Sa forme dépend d'ailleurs légèrement de la portion utilisée de caractéristique du détecteur ; elle a été tracée figure 2 pour un débit maximum, en *nicols parallèles*, de 4,5 mA dans le milliampèremètre (de 80 Ω de résistance). I représente le courant débité et θ l'angle des *sections principales* de P et A. On a tracé en pointillés les courbes en $\cos^2\theta$ et $\cos\theta$. En traçant rapidement, pour chaque pointé, la courbe d'extinction correspondante, on peut arriver à pointer des vibrations rectilignes avec une précision de l'ordre du dixième de degré. C'est là, une précision non seulement bien supérieure à celle réalisée autrefois par Lindman ([1]), mais encore à celle réalisée récemment ([3]) (pour un autre ordre d'études) dans le domaine des micro-ondes.

Nous avons pu étudier, avec notre appareil, divers *modèles* hélicoïdaux H, dont la *dispersion* de pouvoir rotatoire et de dichroïsme circulaire fera l'objet de prochaines communications.

DÉCHARGE ÉLECTRIQUE DANS LES GAZ. — *Un effet des rayons X sur la décharge à très basse pression.* Note de MM. **André Canac**, **Georges Maret** et **Lazare Goldzahl**, présentée par M. Jean Cabannes.

L'irradiation par les rayons X d'un tube à décharge sous très basse pression provoque d'abord une augmentation du courant de décharge ; ce courant diminue ensuite lentement jusqu'à la valeur précédant l'irradiation et tombe instantanément à zéro lorsque l'on coupe le faisceau de rayons X.

On utilise un tube à décharge en pyrex de 30^{cm} de long, de 7^{cm} de diamètre, ses parois ont $2^{mm},5$ d'épaisseur. Ce tube est fixé sur une pompe Holweck par un cône rôdé ; un robinet permet d'isoler le tube de la pompe. Une jauge à ionisation est adaptée au sommet du tube. Les électrodes distantes de 18^{cm} sont formées d'un cercle de laiton de 5^{cm} de diamètre sur lequel est tendu un grillage de fer à mailles très fines. On établit entre les électrodes une tension alternative de 13000 V, 50 périodes, redressée par un kénotron. Les courants de faibles intensités sont mesurés à l'aide d'un galvanomètre.

On fait le vide dans le tube de façon qu'il ne passe aucun courant décelable par notre galvanomètre dont la sensibilité est de l'ordre de 10^{-9} A, puis l'on ferme le robinet. Au bout de quelques heures, par suite du dégagement des

---

([3]) A. E. Schwancke et Z. V. Harvalik, *Rev. Sc. Instr.*, 20, 1949, p. 337.

gaz occlus, il passe un courant compris entre 10^{-8} et 5.10^{-8} A. La pression mesurée à la jauge à ionisation est de l'ordre de 3.10^{-4} mm de mercure; elle est légèrement inférieure à celle permettant l'établissement d'une décharge lumineuse. On irradie alors la partie du tube comprise entre les électrodes par un faisceau de rayons X produit par l'anticathode de tungstène d'un tube à rayons X fonctionnant sous 60000 V avec une intensité de 8 mA; la distance entre l'anticathode et le tube à décharge est de 60^{cm}. Le courant de décharge augmente instantanément (il est multiplié par deux ou trois), puis en quelques dizaines de secondes il revient à une valeur approximativement égale à celle qu'il avait avant l'irradiation; si on la prolonge quelques minutes et que l'on coupe ensuite le faisceau de rayons X, le courant tombe instantanément à zéro ou à une valeur très voisine. Il met ensuite de 10 à 15 minutes pour reprendre la valeur précédant l'irradiation; l'expérience est alors renouvelable.

On a refait l'expérience précédente en établissant, au moyen d'une fuite formée d'un tube capillaire suffisamment fin, la pression correspondant à un courant de l'ordre de 10^{-8} A, le robinet reste alors ouvert et la pompe continue à tourner. L'irradiation par les rayons X augmente le courant dans les mêmes proportions que précédemment et en quelques dizaines de secondes le courant reprend également la valeur précédant l'irradiation, mais lorsqu'on coupe le faisceau de rayons X on n'observe pas de chute de courant appréciable.

L'effet décrit ici présente une certaine analogie avec l'effet Joshi, ou effet photochimique de la lumière, qui consiste à provoquer la chute instantanée du courant de décharge dans de nombreux gaz en irradiant le tube à décharge avec de la lumière visible ou ultraviolette (1). L'effet Joshi serait dû à une variation du nombre de molécules résultant de la formation de complexes moléculaires et à un changement de la mobilité des ions. Peut-être faudrait-il chercher dans ce sens une explication du phénomène que nous venons de décrire.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Emploi d'un tube détecteur de modulation de fréquence comme sélecteur de coïncidences.* Note (*) de MM. **Henri Piatier** et **Robert Génin**, présentée par M. Maurice de Broglie.

Le sélecteur de coïncidences que nous proposons, utilise le nouveau tube détecteur de modulation de fréquence (série Rimlock EQ. 40 ou série Noval EQ-80) décrit par J. L. H. Jonker et J. W. M. van Overbeek (1). Ce tube comprend, entre la cathode et l'anode, sept grilles, G_1, G_2, ..., G_7. G_1 est

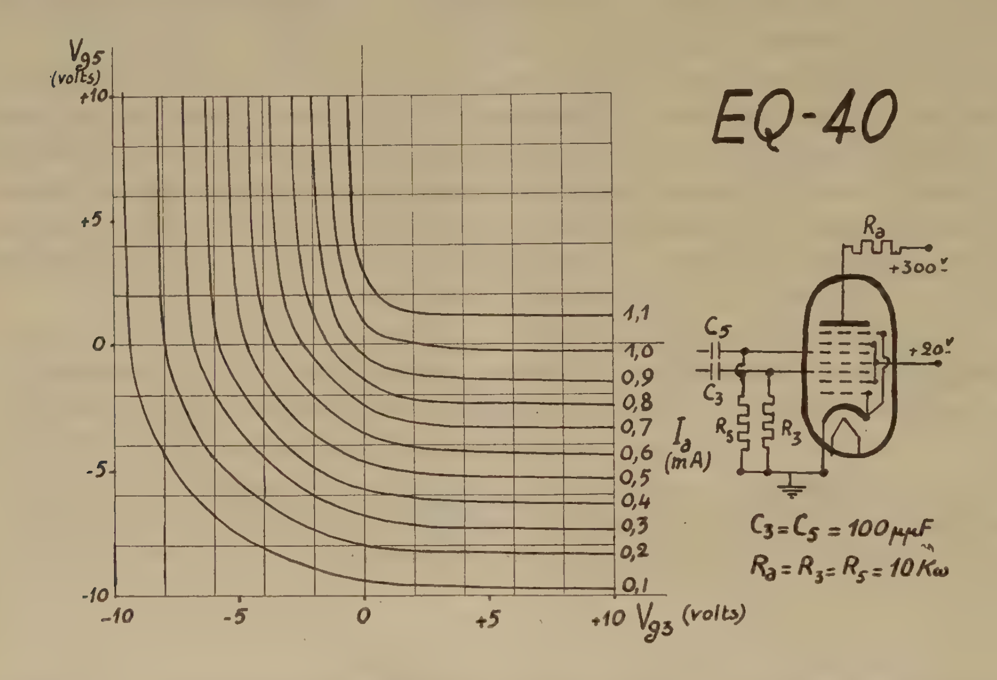
(1) K. R. Dixit, *J. Chem. Phys.*, 16, 1948, p. 742-743.

(*) Séance du 6 novembre 1950.

(1) *Revue Technique Philips*, 11, 1949, p. 1-12.

une grille de commande dont le rôle est voisin de celui de la première grille d'un tube amplificateur ordinaire; les grilles G_2, G_4, G_6 servent d'écrans et sont portées à un potentiel de $+20$ V environ par rapport à la cathode; la grille d'arrêt G_7 (*suppresseuse*) est reliée à la cathode. Les grilles G_3 et G_5 sont également des grilles de commande et leurs rôles sont entièrement symétriques.

Nous avons étudié les variations du courant anodique en fonction des potentiels des grilles G_3 et G_5. Les résultats sont représentés sur la figure ci-dessous. Quand l'une des grilles est suffisamment négative par rapport à la cathode (-12 V environ), le courant anodique est nul, quel que soit le potentiel de l'autre grille. Quand les deux grilles sont positives, le courant anodique devient indépendant de leur potentiel.



Dans le sélecteur de coïncidences que nous proposons, les impulsions *positives* provenant de deux détecteurs de radiation, deux compteurs de Geiger par exemple, sont appliquées aux grilles G_3 et G_5 polarisées toutes deux à un potentiel d'environ -12 V. Les courbes tracées sur la figure montrent que le tube ne débite que si les deux grilles reçoivent simultanément une impulsion positive. D'autre part, l'amplitude du signal de sortie est indépendante de l'amplitude des impulsions d'entrée, quand celles-ci sont assez grandes pour rendre les grilles G_3 et G_5 positives.

Le temps de résolution d'un tel dispositif dépend essentiellement de la forme des impulsions qu'on lui applique, comme on peut le voir par un raisonnement simple. Nous avons réalisé une maquette dans laquelle la mise en forme des impulsions est assurée simplement par une courte constante de temps (10^{-6} seconde); la méthode des coïncidences fortuites indique un temps

de résolution de 4.10^{-6}. Ce temps de résolution doit pouvoir être abaissé sensiblement en utilisant un circuit de mise en forme plus soigné.

Ce dispositif de coïncidences présente quelques avantages sur le montage classique de Rossi : en particulier le tube EQ-40 ne débite pas en l'absence de coïncidences et, au cas où une amplification préalable est nécessaire, un seul tube amplificateur, placé entre le compteur et le tube sélecteur, suffit pour inverser le signal négatif et lui donner l'amplitude convenable.

En revanche, le débit du tube EQ-40 étant faible, le signal recueilli sur l'anode est de petite amplitude; il est toutefois suffisant pour actionner une *échelle*. Pour des impulsions très rapides, il serait possible, en consentant une perte d'amplitude du signal de sortie, de diminuer l'impédance d'anode, ce qu'on ne peut se permettre dans le montage de Rossi.

Note ajoutée sur épreuves. — Il nous a été signalé qu'un sélecteur de coïncidences, basé sur un principe analogue avait été conçu dès 1930 par W. Bothe ([2]), qui employait un tube bigrille. Les raisons qui firent préférer le système de Rossi ([3]) au dispositif de Bothe, dont la forte dissymétrie était gênante, ne sont plus aussi décisives, maintenant qu'il existe des tubes à deux grilles de commande bien indépendantes et de caractéristiques identiques. D'autre part il est évidemment possible de mettre en coïncidence un nombre quelconque de compteurs par notre dispositif, à condition d'avoir recours au nombre convenable de tubes EQ.40.

PHYSIQUE CORPUSCULAIRE. — *Les ondes électromagnétiques, émises par les protons rapides dans les champs magnétiques intenses, et la corrélation entre le rayonnement cosmique et les* bruits *radio-électriques du Soleil et de la Galaxie.* Note de M. **Bernard Kwal**, présentée par M. Louis de Broglie.

La théorie classique du rayonnement d'une particule chargée dans un champ magnétique montre que, dans les champs de l'ordre de 10^3 à 10^4 gauss, les protons de 10^9 à 10^{10} eV rayonnent des ondes métriques et centrimétriques.

Il semble donc possible d'associer les *bruits* radio-électriques à l'accélération des rayons cosmiques dans les taches du Soleil et dans celles des étoiles.

1. Il paraît actuellement bien établi que le flux du rayonnement cosmique qui arrive sur la Terre contient un faible affluent ($\sim$ 1 %) qui prend sa source dans le Soleil. Depuis quelque temps on a mis en évidence des corrélations entre l'activité solaire et l'intensité du rayonnement cosmique ([1]), et, entre

([2]) *Zeitschrift für Physik*, 59, 1930, p. 1.

([3]) *Nature*, 125, 1930, p. 636.

([1]) S. E. Forbuch, *Phys. Rev.*, 76, 1946, p. 771; A. Ehmert, *Z. f. Naturforshung*, 3ª, 1948, p. 264; A. Duperier, *Proc. Phys. Soc.*, 57, 1947, p. 473; J. Clay, H. F. Jongen et A. J. Dijker, *Proc. Amst.*, 52, 1949, p. 899, 906 et 923; A. Dauvillier, *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 1096; D. C. Rose, *Phys. Rev.*, 78, 1950, p. 181.

celle-ci et les bruits radio-électriques d'origine solaire ([2]) et, même, d'origine galactique ([3]).

2. Différentes théories ont été proposées pour expliquer le mécanisme de production de ce dernier rayonnement. L'émission du Soleil *calme* semble s'expliquer aisément dans l'hypothèse du rayonnement thermique de la couronne. Mais, en ce qui concerne le rayonnement provenant des taches solaires ou des sources galactiques, il ne semble pas que les théories thermiques ou les théories basées sur les oscillations cohérentes des plasmas ioniques puissent expliquer d'une manière satisfaisante les phénomènes observés.

3. Dans le but d'associer les bruits radio-électriques de la galaxie avec le rayonnement cosmique, Kiepenhener ([4]) vient d'émettre l'idée que des hypothétiques électrons secondaires ($E = 10^2$ MeV), susceptibles d'accompagner les rayons cosmiques primaires, pourraient être la cause de bruits radio-électriques. En effet, ces électrons rayonneraient dans le champ magnétique intergalactique ($H = 10^{-6}$ gauss) les ondes électromagnétiques observées.

Mais, d'autre part, il est facile de se rendre compte que les protons, qui constituent la composante principale du rayonnement cosmique (et dont les énergies vont de 2.10^3 MeV à plus de 10^4 MeV) sont eux-mêmes capables d'émettre dans des champs magnétiques intenses des taches solaires ou dans ceux des étoiles, les ondes électromagnétiques, métriques et centimétriques, qui caractérisent précisément les *bruits* radio-électriques d'origine solaire et galactique.

4. La théorie classique du rayonnement des électrons relativistes dans des champs magnétiques, théorie due à O. Heaviside et M. Abraham, a été développée récemment, tout particulièrement par I. Pomeranchuk et L. Arzimovich ([5]). Transposée aux particules, de masse m fois plus grande que celle de l'électron, se déplaçant avec une énergie E (en MeV) dans un champ magnétique H, elle conduit ([6]) à l'expression suivante de la perte d'énergie par unité de parcours :

$$m^{-4}\,1{,}3.10^{-19}\,H^2E^2 \text{ MeV/cm}, \tag{1}$$

perte qui, aux vitesses relativistes se trouve concentrée presque entièrement sur la longueur d'onde

$$\lambda = m^3.2{,}75.10^3\,H^{-1}E^{-2} \text{ cm}. \tag{2}$$

([2]) J. F. Denisse, *Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 467.

([3]) P. Auger, J. Daudin, J. Denisse et Mme Daudin, *Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 1116.

([4]) *Phys. Rev.*, **79**, 1950, p. 738.

([5]) *J. Physics* (Moscou), **9**, 1945, p, 267; *cf.* B. Kwal, *Exposé aux Réunions d'études sur les accélérateurs des particules*, Paris, 1949.

([6]) B. Kwal, *J. Phys.*, **11**, 1950 (sous presse).

Dans le cas des protons, on a donc

(3) $$\lambda_p = 1{,}65.10^{13} H^{-1} E^{-2} \text{ cm}.$$

On trouve ainsi qu'un proton de 10^3 MeV dans un champ de 10^3 gauss rayonne sur $1{,}5.10^4$ cm, tandis qu'un proton de 10^4 MeV dans un champ de 10^4 gauss rayonne sur $16^{cm},5$.

On trouve d'autre part que ce rayonnement doit présenter un effet directif, ce qui semble être d'accord avec les observations de M. Laffineur.

Il semble donc possible d'interpréter en partie les *bruits* radio-électriques, en les assimilant au rayonnement électromagnétique des protons cosmiques dans les champs magnétiques des taches solaires et stellaires.

CHIMIE PHYSIQUE. — *La séparation de protactinium du tantale par échange des ions.* Note de M. **Yang Jeng-Tsong**, présentée par M. Frédéric Joliot.

La séparation est totale pour plus de 90 % du mélange et en une seule opération. L'échangeur est de l'Amberlite IR-4B et l'éluant une solution de FH additionnée de NH_4OH. Les deux corps sont décelés et caractérisés par leurs rayonnements respectifs.

La proportion de Pa étant très faible dans les minerais, il se trouve toujours entraîné avec des éléments à propriétés chimiques voisines. Les éléments utilisés comme entraîneurs sont Ta, Zr et Ti.

Malgré l'emploi fréquent d'éléments tétravalents, en particulier de Zr, c'est surtout le Ta qui demeure l'un des meilleurs entraîneurs du Pa. Leur séparation ultérieure est assez difficile. Les méthodes générales employées sont : 1° la solubilité du tantale dans une solution alcaline; 2° la partition des deux corps dans les phases solvant organique et solution aqueuse ([1]); 3° l'utilisation de la nouvelle valence récemment découverte par M. Haïssinsky et G. Bouissières ([2]).

Ayant réussi par la méthode d'échange ionique la séparation de Ra du Ba ([3]), et d'Ac du La ([4]), nous avons essayé de séparer le Pa du Ta par la même méthode.

Méthode expérimentale. — $12^{\mu c}$ de ^{182}Ta et $6^{\mu c}$ de ^{233}Pa, mélangés avec environ 2^{mg} de Ta inactif, sont d'abord convertis à l'état de citrate. Ils sont adsorbés sur une colonne de résine pour anions (l'Amberlite IR-4B) de hauteur $= 30^{cm}$, diamètre $0^{cm},65$ passant à travers un tamis de 200 mesh.

La colonne utilisée est une pipette de 10^{cm^3} en matière plastique, bouchée par un morceau de coton cellulosique. La partie effilée de la pipette porte un

(*) Séance du 30 octobre 1950.

([1]) Communication privée de M[lle] C. Ferradini.

([2]) M. Haïssinsky et G. Boussières *J. Chem. Soc.*, 1949, p. 256.

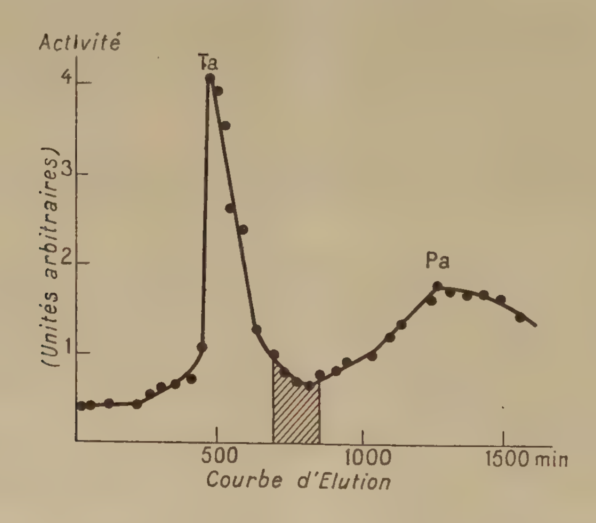
([3]) E. R. Tompkins, *J. Amer. Chem. Soc.*, 70, 1948, p. 3520.

([4]) J. T. Yang et M. Haïssinsky, *J. Soc. Chem. France*, 16, 1949, p. 546.

petit tube de caoutchouc qui s'enroule autour d'un compteur de G.-M. puis se rend à des récipients paraffinés. Ce dispositif permet de mesurer l'activité de l'éluant au cours de l'opération. Nous avons dû utiliser comme éluant une solution de FH à 6,5 N, ramenée à pH $\simeq$ 3 par l'NH_4OH concentrée, afin d'augmenter le pouvoir complexant des ions. La vitesse d'écoulement est réglée à 2 cm^3/heure.

Des essais préliminaires ont montré que le Pa sous forme de complexe citrique est si bien adsorbé par la résine, que les solutions habituelles d'acide citrique ou d'acide minéral, même concentré, ou même un mélange des deux, n'arrivent pas à le désorber. La concentration effective d'un ion peut être abaissée par la formation d'un complexe avec les acides citrique ou tartrique dans le cas de cations ([5]); de même, un rôle analogue serait joué par FH vis-à-vis des anions du Pa ou de ses homologues.

Résultats. — Après une élution prolongée, nous avons pu obtenir au moins 90 % de Pa exempt de Ta en une seule opération. Le Pa est élué après le Ta, comme le représente la courbe d'élution ci-dessous.



Les corps sont identifiés non seulement par leur activité respective, mais aussi par le coefficient d'absorption de leur rayonnement, de la façon suivante :

On dépose quelques gouttes de la solution éluée sur une lame de Pt. On évapore à sec après addition de SO_4H_2 pour éviter la volatilisation des fluorures sous l'action de la chaleur, puis on calcine : On compare les coefficients d'absorption de ces différents dépôts avec ceux de ^{182}Ta et ^{233}Pa purs, pour des écrans en Al de 36 à 52 mg/cm^2 en utilisant un compteur à paroi mince (fenêtre 2,88 mg/cm^2).

([5]) E. R. Tompkins, J. X. Khym et W. E. Cohn, *J. Amer. Chem. Soc.*, 69, 1947, p. 2769.

Sauf dans la partie intermédiaire de l'éluant (voir partie hachurée de la courbe), qui représente moins de 10 % de l'activité totale, les rayonnements confirment qu'il s'agit bien de Ta et de Pa purs, ce dernier possédant une haute activité spécifique.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la cinétique de décomposition thermique en phase vapeur des nitroalcanes.* Note de M. **Claude Fréjacques**, présentée par M. Paul Pascal.

La cinétique de décomposition du nitrométhane, nitroéthane, nitropropane 1 et 2, a été étudiée sous des pressions de 4 à 40^{mm} de mercure entre 310 et 440° C. Seule la décomposition du nitrométhane avait fait l'objet d'une étude partielle antérieure ([1]) et tout récemment encore ([2]) dans un domaine de pression plus élevée.

La méthode de mesure employée était une méthode statique de mesure de pressions, le rapport : pression initiale/pression finale étant indépendant de la pression initiale et à peu près indépendant de la température. L'appareil de mesure était un manomètre type Bourdon en pyrex.

Le caractère homogène de ces réactions a été établi en faisant varier le rapport : volume/surface de la chambre par introduction dans celle-ci de tubes pyrex. Dans nos conditions expérimentales toutes ces réactions sont de 94 à 90 % homogènes. Par contre, la réaction dans une chambre en verre ordinaire, ou dans une chambre en acier, est plus rapide et fortement hétérogène.

Cinétique. — 1. *Nitrométhane.* — La décomposition est sensiblement d'ordre 1, en fonction des concentrations initiales, comme en fonction des concentrations dans le temps.

Il y a une faible augmentation systématique de l'ordre avec la température. L'énergie d'activation expérimentale qu'on en déduit augmente avec la pression initiale. Elle est de 40 kcal sous 4^{mm}, de 43 kcal sous 10^{mm} et de 46 kcal sous 30^{mm} de mercure. Cottrel ([2]) signale qu'elle est constante et égale à 52,7 kcal de 200 à 350^{mm}.

Nous avons étudié l'influence de différents gaz ou vapeurs sur les vitesses de décomposition : N_2 et H_2O sont sans effet. NO a une faible influence inhibitrice pour les concentrations inférieures au millimètre de mercure, une influence accélératrice pour les concentrations supérieures, comme dans la décomposition de l'acétaldéhyde.

O_2 a sur la réaction une influence accélératrice, mais ne présente pas d'action catalytique pour de faibles traces. H_2 diminue la vitesse de décomposition à peu près proportionnellement au rapport molaire H_2/CH_3NO_2.

(1) Taylor et Vesselovsky, *J. Phys. Chem.*, 38, 1935, p. 1095.

(2) Cottrel et Reid, *J. Chem. Phys.*, 1950, p. 1306.

Nous avons mis en évidence la décomposition induite du nitrométhane à 290° C, par les radicaux libres libérés du plomb tétraéthyl. En admettant la formation de 4 radicaux libres par molécule d'initiateur, la longueur des chaînes qu'on en déduit est de 5. La décomposition hétérogène due au plomb formé n'intervient pas, si l'on nettoie la chambre après chaque essai.

2. *Nitroéthane, nitropropane* 1 *et* 2. — Les résultats sont analogues; l'ordre en fonction des concentrations initiales est compris entre 0,9 et 1,3. La vitesse augmente constamment d'un terme au suivant. Nous avons groupé les résultats obtenus dans le tableau suivant, où nous donnons les valeurs A et E_{ex} de la relation $k = A e^{-(E_{ex}/RT)} \sec^{-1}$. E_{ex} étant l'énergie d'activation expérimentale sous 10^{mm} de mercure.

	$A \times 10^{11}$.	E_{ex} (kcal).	E dissociation (kcal).
CH_3NO_2	2,5	42,8	57,7
$C_2H_5NO_2$	3,4	41,5	57,2
$C_3H_7NO_2$ — 1	5,4	41,5	56,3
$C_3H_7NO_2$ — 2	2,2	39	54,5

Nous avons mis en regard les enthalpies de dissociation $RNO_2 \rightarrow R + NO_2$ déduites des données thermochimiques ([3]). Contrairement à Cottrel (2), nous avons pris pour enthalpie de formation à partir des éléments du nitrométhane vapeur la valeur moyenne —17,6 kcal des auteurs antérieurs qui semble plus satisfaisante, eu égard aux énergies de dissociation des autres nitroalcanes.

Des expériences faites, il résulte que les mécanismes de décomposition des différents nitroalcanes sont semblables. De l'ordre global observé on déduit que la réaction initiale est quasi monomoléculaire. Les données thermochimiques sur les énergies de liaison indiquent que la réaction

$$RNO_2 \rightarrow RNO + O$$

demande au minimum 70 kcal. Compte tenu de nos résultats et de ces énergies de dissociation, la rupture $R — NO_2$ apparaît comme le stade initial le plus probable ainsi que le pensent Cottrel et Reid ([2]). La valeur de l'énergie d'activation aux basses pressions, la variation de l'ordre avec la température, l'induction par les radicaux libres, rendent probable une réaction en chaîne avec au moins deux réactions de terminaisons différentes. Le mécanisme doit présenter un caractère spécial du fait de la présence de NO dans les produits de décomposition; nous pensons qu'il est commandé par l'équilibre

$$RNO \rightleftharpoons R + NO$$

établi par Echols et Pease ([4]). Nous espérons pouvoir préciser ultérieurement ce mécanisme par l'analyse précise des gaz produits.

([3]) Holcomb et Dorsey, *Ind. Eng. Chem.*, 41, 1949, p. 2788.

([4]) *J. Am. Chem. Soc.*, 60, 1938, p. 1701.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la mesure des surfaces spécifiques de certaines argiles.* Note de M. **Stanislas Teichner**, présentée par M. Paul Pascal.

L'isotherme d'adsorption de l'azote à la température normale d'ébullition de cet élément, permet de calculer avec précision la surface spécifique du solide adsorbant à l'aide de l'équation de Brunauer, Emmett et Teller ([1]). Si les renseignements obtenus ainsi se sont révélés d'une grande importance dans l'étude et les utilisations de très nombreuses substances solides, pulvérulentes et poreuses, il est cependant nécessaire de faire des réserves sur la validité des résultats obtenus dès que le solide subit la moindre modification chimique ou se trouve placé dans des conditions différentes de celles exigées par le traitement sous vide précédant la mesure d'adsorption ([2]).

Au cours des travaux antérieurs ([3]) nous avons ainsi constaté que pour certaines argiles telles que la montmorillonite, des très petites quantités d'eau adsorbée peuvent rendre inaccessible à l'azote une fraction importante de la surface.

Les travaux résumés dans la présente Note montrent que, pour les mêmes solides, la nature de l'ion échangeable semble influer également, dans certains cas, sur la surface spécifique.

Nous avions constaté (*loc. cit.*) qu'une montmorillonite soigneusement purifiée, possède toujours une surface voisine de 80 m²/g qu'elle soit à l'état de *terre acide* ou que les ions hydrogène aient été remplacés par des ions $Na^{\cdot}$ ou $Ca^{\cdot\cdot}$ lors d'une neutralisation par la quantité de base calculée d'après la capacité d'échange de la terre. Mais, il n'en est plus du tout de même lorsque la montmorillonite a été *activée*, c'est-à-dire soumise à une attaque acide qui a pour effet d'une part d'éliminer une fraction importante des ions Al, Mg et Fe, comme de l'eau de constitution, d'autre part de conférer à cette terre une activité catalytique vis-à-vis des hydrocarbures.

Jusqu'ici, la surface spécifique de ces terres avait été mesurée par nous-même ([3]) comme par Escard, Mering et Mlle Perrin-Bonnet ([4]) après neutralisation de la terre activée, parce que les terres sodiques ou calciques ont une stabilité thermique supérieure à celle des terres acides, et que le traitement thermique sous vide, précédant nécessairement l'adsorption, risquait moins de provoquer une modification chimique.

Toutefois, les résultats de ces mesures peuvent ne pas être transposables aux terres activées utilisées en catalyse, qui sont toujours des terres acides, et qui

([1]) *Journ. Am. Chem. Soc.*, 60, 1938, p. 309.
([2]) M. Prettre, *J. Chim. Phys.*, 47, 1950, p. 99.
([3]) *J. Chim. Phys.*, 47, 1950, p. 244.
([4]) *J. Chim. Phys.*, 47, 1950, p. 234.

par l'addition de très petites quantités de base minérale ou organique perdent leur activité catalytique.

Divers échantillons d'une même montmorillonite ont été soumis à des traitements acides d'activation qui ne diffèrent l'un de l'autre que par le temps t de l'attaque ([5]). Après lavage, les terres activées acides ont été soumises à un chauffage sous vide (150°C) jusqu'à élimination de toute eau d'adsorption et de gonflement, puis leur surface a été mesurée par adsorption d'azote.

Le tableau ci-après montre comment varie en fonction de la durée t du traitement acide, la surface spécifique S (en m^2/g) de la terre activée.

t................	0.	1h.	1h30.	2h.	4h30.	7h.
S................	87	291	312	290	233	203

La surface maxima est de l'ordre de 310 m^2/g pour une durée d'attaque de 1 heure 30 minutes. Elle est très supérieure à celle que nous avons obtenue antérieurement (212 m^2/g) et également à celles observées par Escard et al. (*loc. cit.*) pour des terres ayant subi un traitement très semblable, mais neutralisées ensuite par la soude. Elle est, par contre, du même ordre de grandeur que celle mesurée par Ries, Melik et Marvin ([6]) pour une terre activée acide, utilisée comme catalyseur dans l'industrie du pétrole.

Pour tenter d'expliquer l'écart considérable entre les surfaces des terres activées selon qu'elles sont acides ou neutralisées, nous avons procédé à la neutralisation par la soude décinormale de la terre acide présentant la plus grande surface, et effectué une nouvelle adsorption d'azote après un traitement sous vide garantissant le départ de toute l'eau adsorbée. La surface obtenue n'est plus que de 134 m^2/g contre 312 m^2/g. Les isothermes d'adsorption de butane normal à 0° effectuées sur la même terre, acide et neutralisée, montrent que le rapport des volumes d'azote et de butane adsorbés en couche unimoléculaire sur les deux solides conserve la même valeur dans les deux cas. L'accessibilité du butane à la surface est donc la même après comme avant la neutralisation.

Les présents résultats mettent en évidence un effet prononcé sur la surface d'un solide doué d'activité catalytique, d'une neutralisation qui n'exige qu'une quantité très limitée de base, alors que cette activité est conditionnée par la nécessité d'éviter tout contact entre la terre acide et une base minérale ou organique. Sans voir là une explication complète d'un mécanisme d'empoisonnement, il est cependant intéressant de souligner une évolution parallèle de la surface et de l'activité sous l'effet d'un même paramètre.

([5]) Ces échantillons activés nous ont été fournis par J. Mering du Laboratoire Central des Services Chimiques de l'État.

([6]) *Disc. Farad. Soc.*, 8, 1950, p. 303.

CHIMIE PHYSIQUE MACROMOLÉCULAIRE. — *Sur la constitution chimique des caoutchoucs chlorés*. Note de M. **René Allirot**, présentée par M. Paul Pascal.

On groupe sous le terme de caoutchouc chloré toute une gamme de produits obtenus par divers procédés qui conduisent à des substances plastiques titrant de 60 à 66 % de chlore. Les travaux résumés dans la présente Note portent uniquement sur les produits résultant de l'action prolongée du chlore gazeux sur le caoutchouc naturel mis en solution dans le tétrachlorure de carbone.

Cette réaction a déjà fait l'objet d'études à la suite desquelles ont été proposées diverses formules de constitution du caoutchouc chloré. Mac Gavack (1) ainsi que Baxter (2) ont conclu à la formule $(C_{10}H_{13}Cl_7)_n$. Kirchhof (3) comme Nielsen (4) à $(C_{10}H_{12}Cl_8)_n$, et Bloomfield (5) à $(C_{10}H_{11}Cl_7)_n$. Ces divergences pourraient trouver une explication dans l'observation de H. et Hj. Staudinger (6), d'après laquelle la teneur en chlore varierait avec la masse moléculaire des polyisoprènes dont les chaînes ont fixé du chlore par addition et substitution.

Pour préciser cette répartition du chlore dans les constituants d'un caoutchouc chloré, une série d'échantillons de ces produits a été préparée, ces échantillons ont été fractionnés par précipitation et la teneur en chlore de chaque fraction a été déterminée.

Méthode de préparation. — Le caoutchouc naturel est mis en solution dans le tétrachlorure de carbone à la concentration pondérale de 3 %. La solution est portée à 50° et soumise à l'action d'un courant de chlore jusqu'à refus. Après dégazage, elle est versée dans de l'eau à 90°, ce qui chasse le solvant et précipite sous forme de flocons blancs le caoutchouc chloré qui est séché à l'étuve à 90°.

Méthode de fractionnement. — Le produit ainsi obtenu est mis en solution dans le toluène, les impuretés insolubles sont filtrées, puis plusieurs fractions sont précipitées successivement sous forme de coacervat par additions répétées d'éthanol. Les coacervats sont à nouveau dissous dans le toluène et les solutions versées dans dix fois leur volume de méthanol bouillant (7), le caoutchouc chloré précipite alors sous forme de flocons qu'un simple traitement de quelques heures à l'étuve à 70° suffit à débarrasser complètement de toute trace de solvant. La première fraction précipitée est toujours légèrement colorée par la présence d'impuretés qui rendent incertains les résultats analytiques.

Dosage du chlore. — Le chlore de chaque fraction est minéralisé par la méthode au peroxyde de sodium (8), puis dosé potentiométriquement en milieu sulfurique par le

---

(1) *Ind. Eng. Chem.*, 15, 1923, p. 961.
(2) *J. Soc. Chem. Ind.*, 55, 1936, p. 407.
(3) *Gummi Ztg.*, 46, 1932, p. 497.
(4) *Kautschuk*, 9, 1933, p. 167.
(5) *J. Chem. Soc.*, 1943, p. 289.
(6) *J. prakt. Chem.*, 162, 1943, p. 148.
(7) J. P. Baxter et J. G. Moore, *J. Soc. Chem. Ind.*, 57, 1938, p. 327.
(8) Beamish, *Ind. Eng. Chem.* (*An. Ed.*, 6, 1934, p. 352).

nitrate d'argent. Un bon étalonnage du matériel et des solutions permet, comme l'ont montré des essais témoins, de doser le chlore avec une précision absolue de 0,5 %.

Les teneurs en chlore des différentes fractions obtenues à partir de deux préparations différentes sont données dans le tableau ci-après :

Échantillon n° 1.

Fraction.	Teneur en chlore (%).
1	58
2	65,2
3	65,4
4	65,4
5	65,2
6	65,8

Échantillon n° 2.

Fraction.	Teneur en chlore (%).
1	63,6
2	65,5
3	65,4
4	65,5
5	65,7
6	65,4

La première fraction de chaque échantillon a une teneur en chlore nettement plus faible que les autres. Ceci doit être attribué essentiellement à la présence d'impuretés, car une purification plus poussée de l'échantillon n° 2, avant fractionnement, atténue beaucoup cette différence. Par contre, toutes les autres fractions ont la même teneur en chlore, soit 65,5 %, aux erreurs de dosage près. Les teneurs théoriques en chlore correspondant aux diverses formules proposées sont de 68,24 % pour $(C_{10}H_{12}Cl_8)_n$, 65,42 % pour $(C_{10}H_{11}Cl_7)_n$, et 65,08 % pour $(C_{10}H_{13}Cl_7)_n$.

Les résultats du présent travail tendent donc à prouver que par action poussée du chlore sur les polyisoprènes, on obtient des composés chlorés répondant à la formule $(C_{10}H_{x}Cl_7)_n$, quelle que soit leur masse moléculaire. La teneur exacte en hydrogène de ces produits doit être recherchée dans le dosage de l'acide chlorhydrique dégagé durant la réaction, et les mesures dans ce sens sont en cours. D'autre part, les déterminations de pression osmotique et de viscosité intrinsèque, déjà abordées, doivent permettre de déterminer sans ambiguïté le degré moyen de polymérisation de chaque fraction.

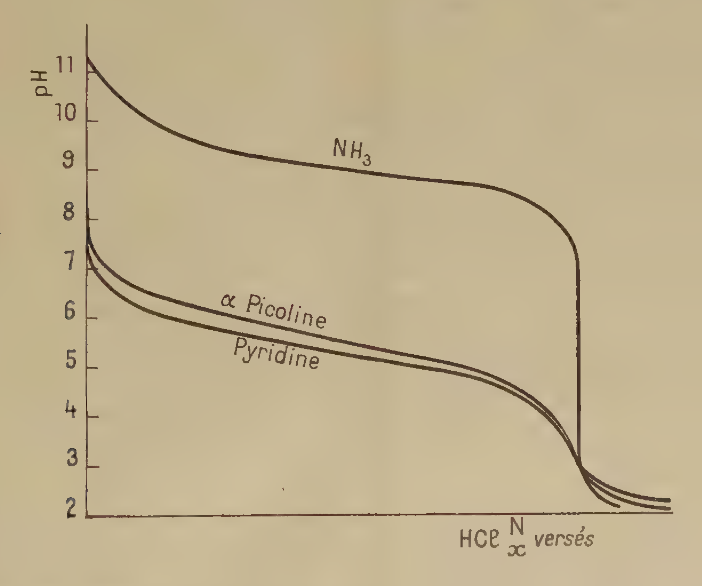
CHIMIE ANALYTIQUE. — *A propos du dosage de l'azote hétérocyclique par kjeldahlisation.* Note (*) de M. **Jean Ploquin**, présentée par M. Paul Pascal.

Le dosage de l'azote hétérocyclique est possible par kjeldahlisation, mais certaines précautions doivent être prises; le choix de l'indicateur pour le dosage final de l'ammoniac en particulier est important à considérer.

La méthode de Kjeldahl, malgré les nombreuses modifications qu'on lui a fait subir, est notamment en défaut lorsqu'il s'agit de doser l'azote hétérocy-

(*) Séance du 6 novembre 1950.

clique. Ce problème est pourtant intéressant, particulièrement dans le domaine biologique, car c'est une des méthodes qui s'appliquent le plus facilement à l'échelle semi-micro ou micro-analytique, souvent nécessaire alors. J'ai eu à contrôler les teneurs en azote de composés dérivés de la pyridine; les diverses solutions proposées dans la littérature ne m'ont pas donné entière satisfaction ou bien ne se prêtaient pas à une mise en œuvre facile et générale, enlevant ainsi tout intérêt à la méthode de Kjeldahl. J'ai d'ailleurs remarqué que, outre la fonction (noyau pyridique) sous laquelle l'azote figure dans le composé analysé, la structure de la molécule influe aussi notablement sur l'efficacité de la méthode de minéralisation. Ceci n'est d'ailleurs pas spécial à ce problème particulier; seul des trois nitrophénols, l'isomère ortho est intégralement minéralisé ([1]); c'est le contraire chez les nitranilines ([2]). On peut d'ailleurs donner de ces résistances une interprétation théorique sur laquelle je reviendrai dans une prochaine Note, en même temps que sur les détails de la méthode qui m'a donné satisfaction pour les analyses indiquées précédemment.



J'insisterai seulement ici sur le choix de l'indicateur de pH à employer pour le dosage final de l'ammoniac. Dans bien des cas, malgré une cuisson prolongée après la décoloration, il est impossible de savoir si tout l'azote est passé intégralement à l'état d'ammonium. Dans le traitement ultérieur à la soude, la pyridine non transformée peut être entraînée et venir perturber le dosage. En général il en résulte, avec les indicateurs habituellement recommandés, un virage peu net, d'où une erreur inacceptable. Je l'ai observé avec toutes les

([1]) MARGOSCHES et VOGEL, *Ber.*, 55, 1922, p. 1380.

([2]) SISLEY et DAVID, *Bull. Soc. Chim.*, 45, 1929, p. 312.

méthodes ne conduisant pas à une minéralisation parfaite. Or si l'on compare les courbes de neutralisation des bases pyridiques et de l'ammoniaque, on constate qu'on ne peut doser l'ammoniaque en présence des bases hétérocycliques qu'à la condition d'employer un indicateur dont la zone de virage soit voisine de 7,2. La couleur *acide* doit apparaître pour les pH inférieurs à 7. Même dans ces conditions, certains homologues de la pyridine pourraient influer sur la netteté du virage ($\alpha - \gamma$ lutidine et même α picoline); fort heureusement ces molécules sont, parmi les bases pyridiques, les plus facilement attaquées.

Un autre élément favorable limite l'influence des pyridines entraînées : pour les prises d'essai courantes et même en admettant une résistance quasi totale à la minéralisation, la concentration en base pyridique dans le distillat correspond alors à des solutions N/10 000 ou N/1 000 au maximum, alors que tout l'ammoniac sera passé dès le début; donc en dosant celui-ci au fur et à mesure de son arrivée, le virage, pour un indicateur bien choisi, pourra garder sa netteté sans être influencé par la distillation ultérieure.

L'expérience m'a entièrement confirmé cette façon de voir. L'emploi d'un indicateur mixte au rouge de méthyle et bleu de méthylène, qui vire entre 4,8 et 5,8, très sensible lorsqu'il s'agit de doser l'ammoniac seul, est déconseillé ici : son virage est peu net; en présence de 30 % de base pyridique non détruite, on note une erreur de plus de 10 % sur le dosage de l'ammoniac. Au contraire, avec un indicateur à base de rouge de phénol et de bleu de bromothymol, qui vire du jaune vert (pH 7) au violet bleu (pH 7,3), on ne dose que l'ammoniac; la netteté du virage n'est pour ainsi dire pas influencée par la présence de base pyridique. On a même pu ajouter directement dans le verre récepteur où est effectué le dosage, une quantité de pyridine équivalente à trois fois celle de l'ammoniac dosé sans s'écarter très sensiblement de la teinte neutre.

On peut donc conclure que le dosage d'ammoniac en présence de bases pyridiques est possible; il suffit de choisir un indicateur convenable tel que celui proposé plus haut.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Dimérisation phosphorique des cyclènes en phase vapeur. Étude du dimère du cyclopentène.* Note (*) de MM. **Robert Truffault** et **Jacques Dumontet**, présentée par M. Marcel Delépine.

Nous avons effectué, avec de bons rendements, la dimérisation sur anhydride phosphorique et à 200° du cyclopentène en cyclopentyl-cyclopentène, en utilisant un appareil à marche continue. Nous avons préparé et caractérisé quelques dérivés cristallisés de ce carbure.

Comme l'ont montré R. Truffault ([1]), puis J. Barras ([2]), l'anhydride phos-

(*) Séance du 6 novembre 1950.

([1]) *Bull. Soc. Chim.*, [5], 3, 1936, p. 442-459.

([2]) *Thèse de Doctorat*, Clermont-Ferrand, 1948.

phorique est un excellent catalyseur de polymérisation des cyclènes. Les essais, portant principalement sur le cyclohexène et divers alcoyl-cyclohexènes, étaient effectués dans un extracteur du type Soxhlet dont la cartouche contenait l'anhydride phosphorique. La température d'ébullition suffisamment élevée de ces carbures permettait d'atteindre des rendements de 70 à 80 % en dimère.

Avec des cyclènes de point d'ébullition inférieur à celui du cyclohexène (cyclopentène par exemple), l'opération est très pénible au Soxhlet en raison de la faible vitesse de dimérisation à la température d'ébullition du carbure.

Nous utilisons un appareil à marche continue dans lequel les vapeurs du monomère traversent une colonne d'anhydride phosphorique sur ponce. Cette colonne est portée à la température voulue à l'aide d'un four électrique. Le dimère et les polymères d'ordres supérieurs formés au contact de l'anhydride phosphorique sont entraînés par les vapeurs du monomère et retournent dans le ballon où ils s'accumulent. Nous avons réussi, avec cet appareil, la dimérisation du cyclopentène avec un rendement satisfaisant ([3]).

I. Polymérisation du cyclopentène. — L'opération dure 20 heures. L'anhydride phosphorique est maintenu à 200°, température à laquelle la vitesse de polymérisation est notable. On obtient un mélange d'où l'on extrait, en dehors du cyclopentène n'ayant pas réagi, les fractions :

(I) $É_{14}$ 75-79°, avec un rendement de 37 %, correspondant au dimère;

(II) $É_{14}$ 150-162°, avec un rendement de 15 %, correspondant au trimère et une petite quantité de polymères d'ordres supérieurs.

II. Étude de la fraction (I) : cyclopentylcyclopentène. — 1. C'est une huile incolore dont les constantes sont : $É_{740}$ 187-193°; n_D^{18} 1,490; d_{18}^{18} 0,901; R. M. calculé 43,5; trouvé 43,6.

Wallach ([4]), Godchot et Taboury ([5]), Harries et Wagner ([6]) signalent pour le cyclopentyl-1 cyclopentène préparé par des méthodes toutes différentes des constantes très voisines.

Nous avons effectué sur ce composé quelques réactions dans le but de mettre en évidence sa nature de carbure éthylénique.

2. *Hydrogénation*, en phase liquide, à froid, en présence de nickel réduit à 3 % de chrome. On recueille, à la distillation, un carbure ayant les caractéristiques du dicyclopentyle : $É_{16}$ 71°; n_D^{18} 1,4715; d_{18}^{18} 0,877; R. M. calculé 44,00; trouvé 44,02; indice de brome par la méthode de Winckler ($Br—BrO_3K$) : théorique 0; trouvé 1,9 (traces de cyclopentyl-cyclopentène non hydrogéné).

([3]) *Bull. Soc. Chim.*, 1950, p. 420.

([4]) *A.*, 389, 1912, p. 181.

([5]) *Comptes rendus*, 154, 1912, p. 1626; *Bl.* [4], 13, p. 540.

([6]) *A.*, 430, 1915, p. 39.

3. *Additions d'hydracides* en milieu chloroformique à 0°. Ces additions conduisent à des dérivés monohalogénés que l'on purifie par recristallisations dans l'acétone à basse température.

a. ClH donne le chloro-1 cyclopentyl-1 cyclopentane avec un rendement de 70 %. F 7°; $É_{20}$ 105-107°; dosage de chlore : Cl théorique ($C_{10}H_{17}Cl$)20,5; trouvé 20,1,

b. BrH donne 50 % de bromo-1 cyclopentyl-1 cyclopentane : F 24°; $É_{23}$ 120-125°; dosage de brome : Br théorique ($C_{10}H_{17}Br$) 36,9; trouvé 37,2.

c. IH conduit au iodo-1 cyclopentyl-1 cyclopentane, libérant assez rapidement de l'iode à température ordinaire. Dosage d'iode : I théorique ($C_{10}H_{17}I$) 48,1; trouvé 46,5.

4. *Addition de brome*, à 0° et à l'obscurité en solution chloroformique. Après élimination sous vide du chloroforme, il se produit une abondante cristallisation. On obtient, par recristallisation dans l'acétone, des aiguilles se décomposant à la distillation. Point de fusion instantané au bloc Maquenne = 160°. C'est un dibromodicyclopentyle comme le montre le dosage de brome : Br théorique ($C_{10}H_{16}Br_2$) 54,1; trouvé 54,6, identique au dibromo-1-2 dicyclopentyle de Godchot et Taboury [5].

5. *Fixation de* ClNO. — Elle donne un dérivé bien cristallisé que nous avons d'une part recristallisé trois fois dans l'acétone à basse température et d'autre part entraîné à la vapeur d'eau. Dans les deux cas, nous avons obtenu de petits cristaux bleutés à odeur de camphre; F 84°: point de fusion nettement distinct de celui du nitrosochlorure signalé par Wallach (F 113-114°) [4].

Ces différents essais nous apprennent que la fraction (I) est un dérivé de la série du cyclopentyl-cyclopentane possédant une seule double liaison. La dimérisation phosphorique à 200° du cyclopentène permet donc la préparation du cyclopentyl-cyclopentène avec un rendement intéressant.

Nous poursuivons nos recherches dans le but d'étendre ces résultats aux alcoyl-cyclopentènes.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Fluoration du thiophène en phase vapeur. Fractionnement du mélange gazeux.* Note de M. **Jean Neudorffer**, présentée par M. Paul Lebeau.

L'attaque du thiophène pur, en phase vapeur, par le fluor dilué dans l'azote, donne des mélanges de liquides et de gaz dont la composition varie suivant les conditions expérimentales, et que l'on recueille aisément dans des condenseurs de verre refroidis dans l'air liquide. Les fluorations sont faites de telle sorte qu'elles diffèrent entre elles uniquement par les proportions relatives de fluor et de vapeur de thiophène, la dilution du fluor dans l'azote restant constante. Après chaque opération, l'appareil est soigneusement purgé avec de l'azote, puis on laisse les condenseurs se réchauffer jusqu'à la température ordinaire, la fraction gazeuse étant recueillie sur la cuve à mercure. Finalement on

procède à un balayage par un courant lent d'azote et tous les gaz sont ensuite réunis. Les produits liquides restent dans l'appareil.

Une partie aliquote de chaque mélange gazeux est traitée par la potasse aqueuse qui élimine une petite quantité d'anhydride carbonique et de fluorures de soufre inférieurs; la présence d'anhydride carbonique est due à des traces d'oxyde de fluor (moins de 1 % du fluor employé).

Le fractionnement du mélange gazeux restant est impraticable avec les colonnes à reflux à basse température généralement employées pour les fluorures de carbone. Ici l'hexafluorure de soufre se sublime et vient obstruer les canalisations. Bigelow et ses collaborateurs (1) ont rencontré la même difficulté avec des produits fluorés contenant une forte proportion d'anhydride carbonique et de fluorure de silicium, tous deux également sublimables. Nous avons d'ailleurs évité la production de fluorure de silicium par l'emploi de fluor exempt d'acide fluorhydrique, et en retenant, à l'aide de fluorure de sodium, l'acide qui se forme au cours de la fluoration.

Après le traitement à la potasse, on procède de nouveau à la condensation des gaz dans un récipient plongeant dans l'air liquide et relié à une trompe à chute de mercure; on fait le vide, ce qui élimine l'azote non condensable. Les produits retenus par l'air liquide, qui constituent une masse solide, incolore, sans tension de vapeur, sont réchauffés jusqu'à une température donnée pour laquelle certains constituants passent à l'état gazeux; ceux-ci sont extraits jusqu'à pression nulle. La masse est ensuite liquéfiée, puis refroidie dans l'air liquide et ramenée à la température d'extraction; les gaz libérés sont tirés à la trompe. Cette opération a pour but d'éviter toute rétention de produit volatil au sein de la masse restante solide. Les températures d'extraction sont choisies de telle sorte que un, ou, au plus, deux des constituants aient une tension de vapeur faible mais appréciable.

Diverses fractions ont été ainsi isolées, dans lesquelles on dose le fluor et le soufre par la méthode précédemment décrite (2). Les résultats obtenus, correspondant à une fluoration, sont consignés dans le tableau ci-dessous. Ils se sont reproduits, au point de vue qualitatif, dans nos autres opérations; seules les proportions relatives des divers constituants ont changé.

Température d'extraction.	Pression au début de l'extraction (mm).	Fluor pour $22^l,4$ (g).	Soufre pour $22^l,4$ (g).	Nature des constituants.
-175°	6	76	0	CF
-160°	1	113,5	0	C_2F_6
-145°	1,5	113,9	26,12	$C_2F_6 + SF_6$
-120°	4	133,4	16,54	$SF_6 + C_3F_8$
Résidu	–	179,4	0	$C_3F_8 + C_4F_{10}$

(1) Hadley et Bigelow, *J. Am. Chem. Soc.*, 62, 1940, p. 3302.

(2) Neudorffer, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 750.

En dehors de l'hexafluorure de soufre, aisément caractérisé, nous avons pu préciser la nature des constituants fluocarbonés en tenant compte de leurs propriétés physiques d'une part, et, d'autre part, en calculant leur volume gazeux et leur teneur en fluor. Ces données sont obtenues en déduisant du volume et de la teneur en fluor du mélange, les valeurs correspondant au SF_6 présent.

En résumé, le fractionnement des produits gazeux obtenus au cours de la fluoration du thiophène en phase vapeur a montré qu'ils sont formés essentiellement d'hexafluorure de soufre et d'une série de fluorures de carbone saturés allant de CF_4 à C_4F_{10}. Ces résultats n'ont pu être vérifiés que grâce à une extraction des constituants sous faible pression, à différents paliers de température que nous avons déterminés avec précision.

NOTE. — Le fait de voir apparaître des quantités très importantes de SF_6 dans le mélange tiré à — 145° semble en contradiction avec les valeurs de la tension de vapeur de ce composé déduites des formules données dans la bibliographie ([3]). Nous essayons de déterminer la cause de cette anomalie.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Le mésodichlorodiphénylnaphtacène péri.* Note (*) de M. **Jean Jolly**, présentée par M. Charles Dufraisse.

Principe de la méthode de préparation du mésodichlorodiphénylnaphtacène péri. Quelques propriétés du corps : périconjugaison des chlores, spectre, photooxydabilité.

Dans une Note précédente ([1]) nous avions annoncé la formation, à côté du dichloro-9.11 diphényl-10.12 naphtacène (II) déjà connu, à structure dia, d'un isomère, le dichloro-10.11 diphényl-9.12 naphtacène, $C_{30}H_{18}Cl_2$ (I), F_{inst} 241-242° dont la structure péri ressortait sans ambiguïté d'une étude d'ensemble. La présente Note concerne la préparation et certaines propriétés du nouvel isomère.

La matière première de départ est un certain corps jaune $C_{30}H_{20}Cl_4$, F 310°, antérieurement décrit ([2]) et qui provenait de l'action du pentachlorure de phosphore indifféremment sur le benzoylphénylacétylène ou sur le dibenzoylméthane; ce corps perd facilement deux molécules d'acide chlorhydrique pour donner le dichlorodiphényl naphtacène dia (II), anciennement connu. La technique primitive consistait à chauffer à 200° ce corps jaune avec la quinoléine comme déchlorhydratant : elle ne donne que 4 % environ d'isomère

(3) Schumb, *Ind. eng. chem. Ind. Ed.*, 39, 1947, p. 422.

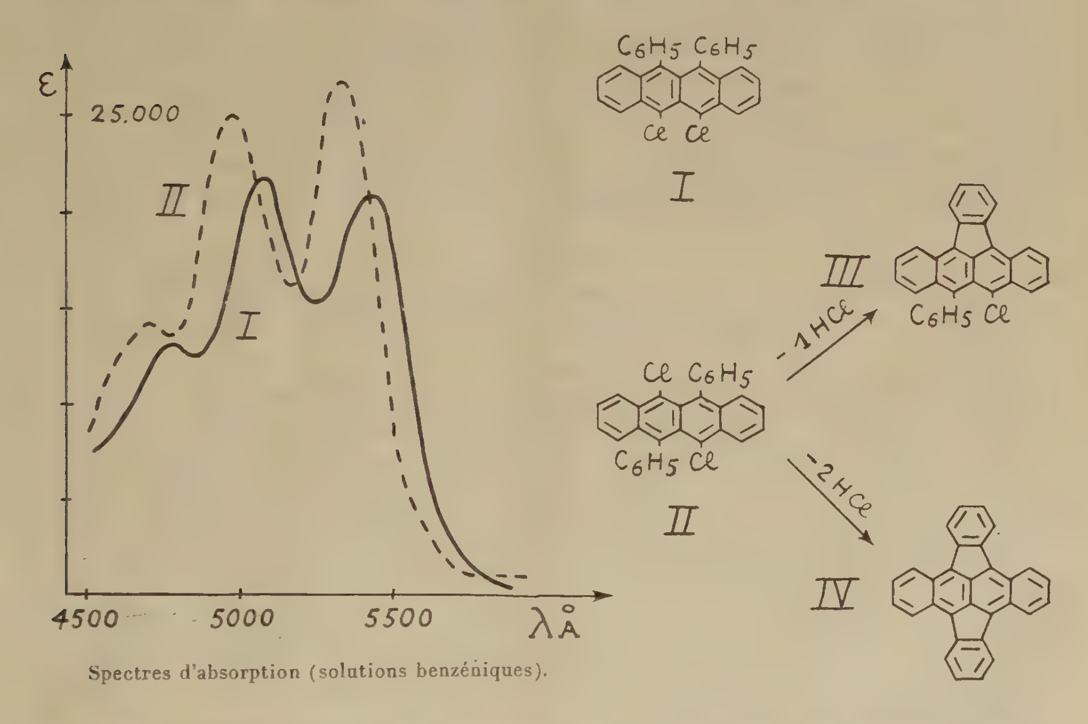
(*) Séance du 23 octobre 1950.

(1) Ch. Dufraisse, A. Étienne et J. Jolly, *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 5.

(2) Ch. Dufraisse et R. Buret, *Comptes rendus*, 195, 1932, p. 962.

nouveau, noyé dans les résines, à côté de 35 % d'isomère ancien, ce qui explique pourquoi la formation du corps avait échappé lors des premiers travaux.

On s'est attaché tout d'abord à relever le rendement. On y est parvenu en recourant à un adjuvant supérieur à la quinoléine et en améliorant la technique. Le meilleur déchlorhydratant s'est révélé être l'acridine, utilisée comme il suit : on chauffe en tube scellé à 190° pendant 2 heures un mélange de corps jaune avec 4^{mol} d'acridine; la masse rouge foncé est reprise au benzène et, après les traitements usuels, concentrée à sec. On ajoute de l'éther qui précipite l'isomère dia peu soluble, alors que l'isomère péri passe en solution avec d'autres produits. Le mélange complexe est soumis à l'analyse chromatographique en cyclohexane sur alumine d'activité voulue. Après passage de la solution, le chromatogramme fixé est étalé au cyclohexane pur; une première série de zones se détachent, parmi lesquelles se trouve celle de l'isomère péri.



Spectres d'absorption (solutions benzéniques).

On continue l'élution du chromatogramme au mélange cyclohexane-benzène qui fait apparaître de nouvelles zones. On sépare ainsi, parmi une dizaine d'autres corps en cours d'étude, l'isomère péri avec un rendement de 15 %. Ajoutons, à titre d'information, que l'isomère ancien, dia, est obtenu dans la proportion de 40 %, la somme des autres produits s'élevant à 25 %, soit un rendement global en produits cristallisés séparés s'élevant à 80 %.

Le corps dichloré péri se présente en petits prismes carrés, rouge vermillon, solubles dans l'éther et le benzène et peu dans d'alcool. Il présente le système

ordinaire des bandes d'absorption de la région naphtacénique, mais son spectre est très nettement décalé de 125 Å environ vers le rouge par rapport à son isomère dia (*fig.*). Cette anomalie est conforme, en signe et en valeur numérique, à la théorie de l'« effet péri » des chlores en méso énoncée récemment par Clar et Marschalk ([3]). Les solutions sont photosensibles comme celle de l'isomère dia, mais moins fluorescentes. En solution sulfocarbonique diluée, l'isomère péri se photooxyde normalement, en donnant un peroxyde transannulaire $C_{30}H_{18}Cl_2O_2$, dont le point de fusion instantané au bloc est de 245-247°. Chose curieuse, chauffé lentement, le même corps subit un réarrangement explosif dès 120°, sans dégagement gazeux; si l'on continue à élever la température, on observe une décomposition avec dégagement d'acide chlorhydrique et de chlore contenant un peu d'oxygène (moins de 5 % rapportés à la dissociation intégrale du photooxyde).

On sait que le dichlorodiphénylnaphtacène à structure dia, soumis à l'action de la potasse dans le naphtalène à la fusion, donne, dans un premier stade, le chloro-11 phényl-10 phénylène-9.12 naphtacène (III), par perte d'une molécule d'acide chlorhydrique, puis, dans un deuxième stade, le diphénylène-9.12, 10.11 naphtacène (IV), par perte de deux molécules d'acide chlorhydrique ([4]). Or l'isomère péri, traité dans les mêmes conditions, est peu attaqué et, comme on devait s'y attendre d'après sa structure, ne fournit pas le corps violet (III).

GÉOLOGIE. — *Sur la structure de l'Ile d'Haïti, Grandes Antilles.* Note (*) de M. **Jacques Butterlin**, présentée par M. Charles Jacob.

L'esquisse de la République d'Haïti, dressée par l'éminent géologue américain W. P. Woodring et ses collaborateurs ([1]) permet de distinguer deux zones d'étendues très inégales : le Massif du Nord où dominent les formations crétacées et antécrétacées et les autres régions de la République où sont surtout représentées les formations nummulitiques et miocènes. Si l'on se rappelle que les Grandes Antilles ont été soumises à deux grands plissements : le plissement laramien au Crétacé supérieur et le plissement alpin au Miocène supérieur et au Pliocène, on comprend que le Massif du Nord soit considéré comme appartenant à la chaîne laramienne, tandis que les autres massifs de la République feraient partie de la chaîne alpine.

([3]) *Bull. Soc. Chim.*, 17, 1950, p. 433,

([4]) Ch. Dufraisse, R. Buret et R. Girard, *Bull. Soc. Chim.*, 4e série, 53, 1933, p. 782; Ch. Dufraisse et R. Girard, *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 1, 1934, p. 1359.

(*) Séance du 6 novembre 1950.

([1]) W. P. Woodring, J. S. Brown et W. S. Burbank, *Geology of the Republic of Haïti*, 1924, Dépt Travaux Publics, Port-au-Prince, 631 pages, 40 planches, 37 figures. Traduction française de M. Delporte.

Le Massif du Nord est la prolongation vers le Nord-Ouest de l'importante Cordillère centrale dominicaine, la plus haute des Antilles, avec des sommets dont certains dépassent 3000^{m} d'altitude. Ces chaînes sont essentiellement constituées de roches endogènes : intrusives (diorite quartzifère) et extrusives (andésites et basaltes surtout) et de roches métamorphiques, les formations sédimentaires apparaissant seulement en bordure. Au contraire, les autres chaînes sont formées surtout de calcaires nummulitiques et de roches détritiques néogènes, avec des affleurements plus ou moins étendus de roches volcaniques. Sauf la Cordillère septentrionale dominicaine, elles sont situées au Sud-Ouest de la chaîne laramienne, conformément à la règle qui veut que les chaînes antillaises les plus récentes soient plus méridionales que les plus anciennes.

Mais Woodring et ses collaborateurs, ne disposant que de six mois pour la totalité de la République d'Haïti, région montagneuse et aux routes peu nombreuses, avaient renoncé à pénétrer au cœur des massifs difficiles d'accès, en particulier de ceux qui s'étendent dans la presqu'île du Sud, c'est-à-dire ceux de la Selle et de la Hotte, qui comportent les pics les plus élevés de la République. Étudiant leur bordure, ils ont naturellement rencontré surtout les séries les plus récentes et, dans leur esquisse, ont laissé en blanc les axes des massifs.

L'exploration du cœur des massifs de la Selle et surtout de la Hotte m'a montré que les affleurements des formations crétacées et précrétacées, c'est-à-dire antérieures au plissement laramien y présentent une étendue considérable. Elles appartiennent essentiellement à deux grands types. Le premier est constitué par des roches volcaniques, essentiellement basaltiques déjà signalées par Woodring en particulier dans le Massif de la Selle, mais qui ont une extension beaucoup plus grande. Notons qu'une partie de ces basaltes s'est épanchée sur les fonds sous-marins et qu'ils dérivent pour la plus grande part d'un volcanisme fissural. Woodring les considère comme crétacés supérieurs. Ils sont, en tout cas, antérieurs au plissement laramien. Le second type, d'une importance théorique considérable, est constitué par des calcaires métamorphiques qui affleurent sur les principaux sommets de l'axe du Massif de la Hotte, mais que, jusqu'à présent, je n'ai pas rencontrés dans le Massif de la Selle. Woodring en avait signalé quelques affleurements et avait soupçonné leur grande extension. Leur soubassement ne semble pas apparaître. Ce sont probablement les roches les plus anciennes de la région, mais l'absence de fossiles rend, jusqu'à présent, la détermination précise de leur âge impossible. Ils sont très fortement plissés, beaucoup plus en particulier que les calcaires nummulitiques; ils sont certainement prélaramiens et, pour la plus grande part, probablement antérieurs aux roches volcaniques qui constituent le premier type. Leur extension et leur épaisseur considérables montrent qu'ils dérivent d'un métamorphisme général. Aucune roche intrusive n'a été trouvée à leur contact. Le métamorphisme se marque par une recristal-

lisation de la roche avec développement de veines de calcite, par la silicification parfois très poussée, enfin par l'apport d'éléments ferrugineux et cuivreux, qui entraînent la coloration des calcaires, en particulier en rouge et en vert; il est lié à la formation de la chaîne laramienne, et éventuellement d'une chaîne plus ancienne.

Ces découvertes modifient la conception de la structure de l'Ile d'Haïti. Le plissement laramien a dû faire apparaître deux chaînes divergentes correspondant à la Cordillière Centrale et au Massif du Nord d'une part, de direction SE-NO, et aux Massifs de Bahoruco, de la Selle, de la Hotte d'autre part, de direction E-O. La différence dans l'orientation des deux chaînes est peut-être due à l'existence d'une masse continentale, formant coin entre les deux chaînes. On a depuis longtemps, en effet, supposé que l'emplacement de la fosse de Bartlett, dont la formation est liée au plissement alpin, avait été occupé antérieurement par une masse continentale, plus tard effondrée. La plus géosynclinale des deux chaînes est probablement celle du Nord.

Ces chaînes, édifiées au Crétacé supérieur, ont été profondément érodées pendant le début de l'Éocène. C'est surtout à l'Éocène supérieur et à l'Oligocène, dont Woodring paraît avoir sous-estimé l'étendue des affleurements, que la mer a réenvahi Haïti, en particulier la région comprise entre les deux chaînes. La Presqu'île du Sud et le Massif du Nord ont été aussi largement envahis par la mer.

Les plissements mio-pliocènes ont esquissé les contours actuels de l'Ile; les deux presqu'îles qui s'avancent vers l'Ouest, au Nord et au Sud de la République d'Haïti marquant, encore aujourd'hui, les axes des chaînes laramiennes.

L'analogie qui existe entre l'histoire géologique du Massif du Nord et celle des Massifs du Sud amène à se poser le problème de l'âge relatif de leurs roches volcaniques, en particulier de leurs basaltes. Woodring les avait considérés comme étant d'âge très différent : ceux du Nord étant au moins jurassiques; ceux du Sud, crétacés supérieurs. Mais aucun des arguments n'est absolument décisif et irréfutable. Il semble vraisemblable, en raison du parallélisme qui apparaît maintement entre l'évolution des deux régions, qu'au moins une partie des roches volcaniques que l'on y rencontre est du même âge.

GÉOLOGIE. — *Observations au sujet d'enclaves déplacées dans un granite près de Saint-Nazaire (Loire-Inférieure).* Note de M. **Jean Cogné**, transmise par M. Alexandre Bigot.

Au Sud-Ouest de Saint-Nazaire, entre cette ville et la pointe de Chémoulin, les affleurements le long de la côte et dans l'intérieur montrent des embréchites lit par lit très feldspathiques à trame localement riche en sillimanite et semblables à celles que l'on peut observer dans le golfe du Morbihan entre

Vannes et Port-Navalo. Ces migmatites sont recoupées plus à l'Ouest par le massif granitique de Guérande qui émet ici des filons parfois importants de granite fin et leucocrate. C'est le cas particulièrement à Saint-Marc, à l'Ouest du Fort de Lève, où l'on peut noter dans le granite de curieuses figures d'enclaves permettant de jeter quelque lumière sur son mode de mise en place.

Une petite pointe rocheuse située à 300^{m} à l'Ouest du Fort de Lève permet d'observer en effet dans une importante venue granitique, large de quelques dizaines de mètres et située dans les embréchites, des zones hétérogènes plus riches en biotite que le reste du granite. Celle-ci, par sa disposition, souligne dans le granite une orientation parfois très nette. Dans ces zones on voit fréquemment des petits morceaux d'embréchite (5-15^{cm}) à grain assez fin, bien reconnaissables en général, allongés suivant leur schistosité et dont les bords sont estompés par une couronne finement cristalline de biotite et feldspath, large tout au plus de 1^{cm}, et faisant transition entre le granite et les embréchites. Souvent de petites enclaves à digestion plus avancée sont visibles et il ne reste plus dans le granite que des taches floues particulièrement chargées en biotite.

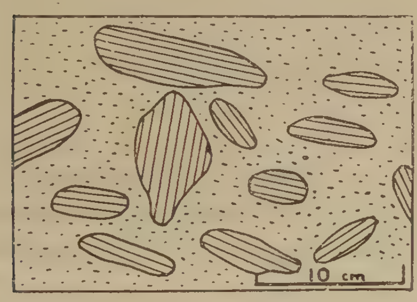


Fig. 1.

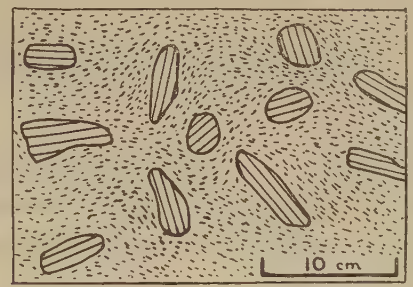


Fig. 2.

En deux endroits différents on peut voir ces enclaves assez serrées pour donner l'impression d'une sorte de brêche. Les éléments, de petite taille, sont formés de morceaux d'embréchite à contours arrondis, nettement allongés suivant leur délit et ne dépassant pas 10^{cm} de long. Dans leur ensemble ils sont grossièrement parallèles les uns aux autres et aussi à l'orientation du granite. Mais on rencontre fréquemment des éléments obliques ou même placés perpendiculairement à l'orientation générale, comme c'est le cas pour deux fragments très rapprochés l'un de l'autre que l'on peut voir sur la figure 1. D'autre part l'orientation du granite, nette en général dans les endroits riches en enclaves, est parfois assez marquée pour que l'on puisse voir les files biotitiques contourner ces dernières (*fig.* 2).

D'après ces figures d'enclaves il semble difficile de mettre en doute un état correspondant à une semi-fluidité du granite au moment de sa mise en place. Les morceaux de direction oblique ou transverse sont trop rapprochés les uns

des autres et de direction trop variable pour qu'on puisse penser à une cristallisation à l'état solide dans une roche auparavant déformée, d'autant plus que dans une telle hypothèse il serait invraisemblable de ne trouver aucun élément d'embréchite présentant des traces de ces déformations. Tous au contraire montrent un alignement parfait de leurs éléments constituants.

Ajoutons à cela que par l'orientation de la biotite, le granite acquiert un semblant de fluidité certaine, contournant les enclaves et tendant à les entraîner par ce mouvement dans une position parallèle à cette fluidité.

Il m'a semblé intéressant de présenter ces figures d'enclaves en toute objectivité, comme un document nouveau pour la discussion de la génèse des granites, ne voulant pas laisser entendre cependant, par les conclusions qu'elles entraînent sur la nature magmatique et l'état au moins pâteux de ce granite lors de sa mise en place, que tous puissent avoir une semblable genèse.

PÉTROGRAPHIE SÉDIMENTAIRE. — *Sur le prélèvement mécanique de l'échantillon moyen d'un sable*. Note de M. **Léopold** et M[me] **Catherine Berthois**, transmise par M. Albert Michel-Lévy.

Les auteurs décrivent un appareil réalisant mécaniquement le prélèvement d'une portion d'un sable recueilli, en lui conservant les caractéristiques de l'ensemble sableux.

L'exactitude d'une analyse granulométrique dépend essentiellement de l'aptitude d'une fraction de l'échantillon récolté à représenter la granulométrie de l'ensemble sableux. On prélève généralement le quart d'un échantillon voisin de 500^g.

Le mode de prélèvement de cette portion représentative de l'échantillon recueilli a une répercussion considérable sur la répartition granulométrique. L'importance des écarts observés dans l'application des méthodes habituelles nous a conduits à étudier la construction d'un appareil effectuant mécaniquement cette division avec une précision convenable.

L'appareil se compose, du haut en bas :

1° d'un mélangeur cylindrique en métal (diamètre 150^{mm}, hauteur 300^{mm}) renfermant 12 nappes de tiges de fer rond de 1^{mm},5 de diamètre et espacées de 15^{mm}. Ces nappes sont distantes de 20^{mm} et diversement orientées pour constituer un système de chicanes sur lequel se heurtent les grains, se répartissant alors suivant une loi de probabilité;

2° d'un entonnoir métallique ayant 180^{mm} d'ouverture et dont le conduit de base mesure 25^{mm} de diamètre;

3° d'un cône métallique supportant quatre ailettes ajustées à angle droit. Dans les intervalles compris entre les ailettes, quatre goulottes déversent le sable dans quatre cristallisoirs. Ce dispositif est monté sur un pied à embase

circulaire. Un cercle métallique fixé au support de l'appareil entoure l'embase et est muni de trois vis de réglage disposées suivant les médianes d'un triangle équilatéral. Le cône à ailettes peut être ainsi rigoureusement réglé dans l'axe du conduit de l'entonnoir.

Le sable est versé lentement dans le cylindre mélangeur. Il tombe dans l'entonnoir, est déversé sur le cône à ailettes et réparti dans les quatre cristallisoirs par les goulottes.

Nos expériences comparatives ont porté sur un sédiment très hétérogène (n° 12), puis sur un sable moyennement hétérogène (n° 13) et enfin sur un sable fin homogène (n° 7). Les analyses granulométriques ont été effectuées avec la même colonne de tamis dont les dimensions de mailles varient suivant une progression géométrique décroissante, de raison $\sqrt{2}$ entre $2^{mm},062$ et $0^{mm},091$.

Après mélange au mortier, les 300 à 500^{g} de sable de chaque échantillon ont été divisés successivement en quatre parts par trois méthodes différentes :

1° Partage d'un tas conique (*voir* colonne 1 du tableau). Manipulations : 8 minutes.

2° Partage sur papier divisé en 8 ou 16 cases égales par prélèvement des fractions à réunir, alternativement au centre et à la périphérie (*voir* colonne 2 du tableau). Manipulations : 16 à 30 minutes suivant le nombre de cases.

3° Partage mécanique par l'appareil précédemment décrit (*voir* colonne 3 du tableau). Manipulations : 1 minute.

Nous avons comparé entre eux les résultats de tamisage des quatre parts obtenues par chaque méthode et calculé les erreurs moyennes quadratiques de chacun des résultats obtenus. Nous en avons déduit les pourcentages relatifs à chacun d'eux.

Pourcentages des erreurs moyennes quadratiques rapportées aux poids des résidus.

	Échantillon n° 7.				Échantillon n° 13.				Échantillon n° 12.			
a.	*b.*	1.	2.	3.	*b.*	1.	2.	3.	*b.*	1.	2.	3.
2,062	0,2	–	–	–	11,1	28,5	8,0	12,1	24,5	32,3	5,2	6,4
1,458	1,1	37,0	20,0	4,5	13,9	18,3	2,8	6,0	14,1	7,4	7,0	5,7
1,031	1,6	40,0	11,8	8,7	6,4	17,0	8,3	2,7	6,7	32,7	23,3	4,0
0,729	26,4	33,8	8,8	4,2	23,2	8,8	5,0	2,9	19,4	11,8	4,1	4,2
0,515	24,6	32,6	2,5	5,7	11,2	5,7	2,7	3,3	7,8	37,0	7,4	6,5
0,365	31,4	11,4	4,4	2,3	15,2	11,9	1,8	3,0	10,2	11,7	2,8	5,9
0,258	10,5	31,7	19,4	11,0	9,8	31,2	24,7	9,0	6,7	9,2	6,8	5,5
0,182	4,0	35,2	63,7	11,5	8,8	29,4	32,2	7,0	8,5	22,5	2,3	5,0
0,129	0,2	–	–	–	0,4	60,0	104,2	0	2,1	9,0	15,0	16,4
	100,0				100,0				100,0			

Colonne *a* : Dimensions des mailles des tamis en millimètres.
Colonne *b* : Pourcentages en poids des résidus sur chaque tamis.

La séparation mécanique par notre appareil, beaucoup plus rapide que celle des méthodes usuelles, altère moins la répartition granulométrique. L'erreur moyenne quadratique dépasse rarement 10 % même pour des résidus de quelques grammes. Elle est donc négligeable dans la représentation graphique des résultats en ordonnées suivant une échelle de probabilité.

Les méthodes habituelles de prélèvement occasionnent toutes des pourcentages d'erreur considérables sur la fraction fine du sédiment et, par conséquent, sur le dosage quantitatif des minéraux lourds. Notre appareil réduit considérablement cette erreur.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur la culture* in vitro *de tissu cambial de Châtaignier* (Castanea vesca *Gærtn*). Note de M. **Clément Jacquiot**, présentée par M. Raoul Combes.

Les repiquages successifs du tissu cambial de Châtaignier sur un milieu contenant de l'acide indol-β-acétique et des vitamines permettent de penser que ce tissu peut être cultivé indéfiniment sur ce milieu. La suppression de l'hétéro-auxine au cinquième repiquage a mis en évidence un phénomène de sensibilisation comparable à ceux déjà observés par d'autres auteurs chez d'autres végétaux.

Dans une Note antérieure ([1]) j'ai indiqué qu'il était possible de cultiver *in vitro* le tissu cambial de Châtaignier à condition d'éliminer ou de neutraliser les tannins libérés par la déchirure des cellules lors du prélèvement des explantats. J'ai poursuivi, au cours des trois dernières années, des expériences sur le tissu cambial de cette essence, les prélèvements étant effectués soit pendant la période mai-juillet par la méthode de R.-J. Gautheret, soit pendant la période où l'activité du tissu cambial est ralentie ou suspendue (août à avril) par la méthode de Gioelli.

Pour la neutralisation des tanins, j'ai utilisé soit le passage pendant 2 ou 3 jours sur un milieu contenant 0,4 % de caféine; soit le passage sur une solution d'eau de chaux, qui précipite les tanins et a d'ailleurs été proposée pour le dosage de ces substances (méthode de Cavarra) ([2]).

Dans tous les cas, et quelle que soit la saison du prélèvement, le tissu cambial (et, dans une plus faible mesure, le tissu libérien) prolifère activement sur un milieu contenant du glucose à 2 % et des sels minéraux (solution de Knop diluée de moitié) en l'absence de toute substance de croissance.

([1]) *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 434-436.

([2]) *Beitrag zum Studium der Gerbstoffe Zeitsch. Wiss. Mikrosk.*, 25, p. 13 et *Chem. Zentral bl.*, 1, 1908, p. 1648.

Repiquages. — Le tissu néoformé provenant de prélèvements effectués le 10 février 1949 sur un châtaignier âgé de 100 ans a été repiqué sur le milieu gélosé suivant : Solution de Knop sans fer diluée de moitié, additionnée de 10 gouttes par litre de solution de Berthelot modifiée, et contenant : glucose 2 %, chlorhydrate de cystéine 10^{-5}, aneurine 10^{-6}, pantothénate de calcium 5.10^{-7}, biotine 10^{-7}, acide indol-β-acétique 10^{-8}.

Pour certaines séries de cultures le milieu précédent a été additionné d'autres vitamines (lactoflavine, adermine, acide nicotinique) séparément ou simultanément, ou d'inositol à la concentration 5.10^{-5}.

Lors du repiquage, il faut mettre au contact du milieu la surface externe non entamée des fragments du tissu repiqué et non les surfaces de section, afin d'éviter la diffusion des tanins, qui inhibe la croissance et peut même entraîner la nécrose des cultures.

Résultats. — Toutes les cultures ont proliféré et ont jusqu'à ce jour subi 7 repiquages successifs. Le premier milieu, qui avait permis à R.-J. Gautheret la culture indéfinie du tissu de *Salix caprea*, semble pouvoir aussi permettre celle de *Castanea vesca*. Les tissus obtenus sont d'un vert jaunâtre pâle, très mamelonnés. Les surfaces des sections ne prolifèrent pas mais la prolifération est très active au contact du milieu. Les cultures s'enfoncent dans le milieu en soulevant le fragment initial. L'étude anatomique montre la présence de nombreux îlots cribro-vasculaires ou d'éléments rectilignes de zones cribro-vasculaires, L'addition des vitamines B_2, B_6 ou PP n'a pas eu d'effet sensible. Par contre, déjà à la concentration 5.10^{-5}, l'*inositol* donne des cultures très vigoureuses et exemptes de zones nécrosées même après 40 ou 50 jours. Dans les repiquages suivants certaines séries ont été cultivées sur des milieux contenant jusqu'à 10^{-3} d'inositol et ces premières constatations ont été pleinement confirmées.

Sensibilisation. — Lors du 5ᵉ repiquage une série de cultures a été repiquée sur un milieu ne différant du premier que par l'absence d'hétéro-auxine et l'addition d'inositol à la concentration 10^{-3}. Ces cultures ont proliféré avec une vigueur particulière et cette propriété persiste après deux nouveaux repiquages. Les tissus ne présentent pas les caractères des *tissus accoutumés* observés par Camus et Gautheret. Ils restent opaques, consistants, riches en zones cribro-vasculaires. Leur aspect général est identique à celui des premières cultures. Ce phénomène semble tout à fait comparable à ceux observés par P. Nobécourt sur les tissus de Rosier privés d'acide indol-β-acétique et par G. Morel sur les tissus de Vigne (tissus sensibilisés).

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Le fructose des fructosanes et des glucofructosanes.* Note de M[me] **Andrée de Grandchamp-Chaudun**, présentée par M. Maurice Javillier.

De l'action des alcalis sur les sucres en cours de mutarotation, on déduit que le fructose libéré dans l'hydrolyse des fructosanes et des glucofructosanes est le fructose β à *faible* pouvoir rotatoire algébrique, — 133°5.

On sait que les oses, le *d*-glucose et le *d*-fructose en particulier, existent sous deux formes isomères, α et β, qui, en solution, évoluent aussitôt l'une vers l'autre pour donner un mélange équilibré $\alpha \rightleftharpoons \beta$ de pouvoir rotatoire stable dans des conditions déterminées de température, de solvant, etc. Dans l'eau, à la température de 15 à 18°, la mutarotation du glucose dure près de 3 heures, celle du fructose étant achevée en moins d'une heure; l'une et l'autre sont instantanées à chaud ou en présence d'une trace d'alcali.

Si donc on effectue l'hydrolyse d'une molécule complexe, à froid, à l'aide d'une liqueur diastasique suffisamment active pour que la vitesse d'hydrolyse soit supérieure à la vitesse de mutarotation, l'addition d'une goutte de soude concentrée à la solution en cours d'hydrolyse doit permettre de dire, d'après le sens de rotation du plan de polarisation de la lumière, à quelle forme, α ou β, se rattache l'ose libéré. La difficulté réside dans la complexité du phénomène, puisque, dans la plupart des cas, la molécule considérée ne livre pas à l'hydrolyse un ose unique.

Jusqu'à présent, la question de la forme, α ou β, du fructose libéré lors de l'hydrolyse des fructosanes et des glucofructosanes n'a pas été élucidée. Il m'a paru intéressant d'aborder ce problème en utilisant la méthode mise au point pour le glucose. Le cas le plus simple est celui des fructosanes proprement dites qui livrent, à l'hydrolyse, du fructose exclusivement. Je me suis adressée à la phléine, qui se laisse aisément scinder en ses molécules de fructose sous l'action de l'*invertase concentrate*.

Une fraction A de la solution étant maintenue dans le tube polarimétrique, le reste B est distribué en flacons de 20^{cm^3}; à chaque unité de temps, on introduit une trace d'alcali dans l'un des flacons et l'on compare les lectures ρ_A et ρ_B.

L'expérience ci-après montre que la rotation ρ_A est toujours *inférieure* algébriquement à la rotation ρ_B; c'est donc que la mutarotation du fructose libéré se fait dans le sens des *arcs croissants* et qu'il s'agit par conséquent du fructose β.

Ce premier fait établi, on peut vérifier qu'il en est de même du fructose des glucofructosanes.

Phléine : 3 %; Invertase : 2 %; $l = 3^{dm}$; $\lambda = 5890$; $t = 20°$.

Temps (heures).	ρ_A.	ρ_B.	$\rho_B - \rho_A$.
0	−3°,84	−	−
1	−4,40	−4°,30	+0°,10
2	−4,92	−4,70	+0,22
4	−5,54	−5,24	+0,30
10	−6,74	−6,26	+0,48
20	−7,92	−7,34	+0,58
80	−8,26	−8,26	0,00

Nous avons montré, H. Belval et moi ([1]), que le glucose de la synanthrine, comme celui des glucofructosanes de Narcisse, d'Asphodèle, de Lycoris se détache en masse au début de la réaction, le reste se scindant ensuite plus lentement en molécules de fructose; l'addition de soude aux liqueurs en voie d'hydrolyse permet donc de mettre en évidence la mutarotation du glucose dans les premières heures du phénomène, celle du fructose ensuite.

Voici, à titre d'exemple, les résultats de deux expériences.

Temps (demi-heures).	(°C). ρ_A.	ρ_B.	$\rho_B - \rho_A$.	Temps (demi-heure).	(°C). ρ_A.	ρ_B.	$\rho_B - \rho_A$.
Synanthrine, 2 %; invertase, 2 %; $l = 2^{dm}$; $\lambda = 5\,890$; $t = 14°$.							
0	− 0,70	−	−	8	− 2,73	− 2,64	+0,08
1	− 1,34	− 1,50	−0,16	10	− 2,84	− 2,72	+0,12
2	− 1,80	− 1,98	−0,18	24	− 2,96	− 2,96	0,00
6	− 2,54	− 2,50	+0,04				
Glucofructosane de Narcisse, 8 %; invertase, 1 %; $l = 3^{dm}$; $\lambda = 5890$; $t = 14°$.							
0	− 4,60	−	−	18	−12,20	−11,90	+0,30
1	− 5,36	− 5,60	−0,24	24	−14,28	−14,04	+0,24
2	− 6,10	− 6,30	−0,20	30	−14,92	−14,76	+0,16
4	− 7,36	− 7,46	−0,10	50	−15,80	−15,72	+0,08
8	− 9,28	− 9,20	+0,08	72	−16,24	−16,24	0,00
12	−10,92	−10,74	+0,18				

La rotation vers la droite du plan de polarisation de la lumière dès que la presque totalité du glucose a été détachée montre bien que le fructose des glucofructosanes étudiées est le fructose β.

([1]) *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 1753 et 2017.

CHIMIE AGRICOLE. — *Diagnostic foliaire du Blé à un âge physiologiquement déterminé.* Note de MM. **Louis Maume** et **Jacques Dulac**, présentée par M. Maurice Javillier.

L'examen d'une feuille prise à un niveau déterminé, à des âges physiologiquement définis, sur des individus d'une même espèce végétale établit, nous l'avons prouvé, la cinématique des variations chimiques de cette feuille à différentes époques de la vie de la plante. Nous désirons montrer à présent qu'il est d'un intérêt au moins égal d'observer à un seul âge physiologique opportunément choisi [début floraison par exemple pour les céréales ([1])] l'état chimique de feuilles situées à des niveaux différents sur la tige. La feuille d'un rang supérieur par rapport à une autre est considérée, du point de vue qui nous occupe, comme l'exacte réplique de cette autre à un âge plus avancé. Il y a, dans cette façon d'opérer, si le choix de la période physiologique est judicieux, un moyen de porter un jugement pertinent, après un seul échantillonnage, sur les possibilités du milieu en tant que réservoir de produits nutritifs utilisables.

Les graphiques ci-après, relatifs au Vilmorin 27 cultivé sous le contrôle technique de la Station d'amélioration des plantes de Versailles dans sept champs d'expériences, permettent de formuler les remarques suivantes :

1° En ce qui concerne N et P_2O_5, la matière sèche accuse une diminution régulière lorsqu'on passe d'une feuille à celle d'un rang inférieur.

1° Pour K_2O, la tendance précédente n'est confirmée qu'à partir de la deuxième feuille sous l'épi. Il semble en effet que la première n'ait pas encore fait son plein et qu'elle soit en mesure de s'enrichir encore en cet élément malgré les demandes du végétal pour satisfaire son économie générale. Toutefois, lorsque la dose de K_2O emmagasinée dans les autres feuilles se trouve nettement inférieure à celle des blés bien nourris, la présente feuille est sollicitée comme les autres de fournir sa part contributive.

3° Les observations précédentes du Vilmorin 27 ainsi que celles faites sur d'autres variétés laissent prévoir d'une manière presque générale qu'une richesse élevée en N, P_2O_5, K_2O des feuilles de blé à la floraison est l'indice d'une bonne alimentation, conduisant, si aucun accident ne survient en fin de végétation, à des rendements élevés (les deuxième et troisième feuilles sous l'épi seront particulièrement retenues) ([2]).

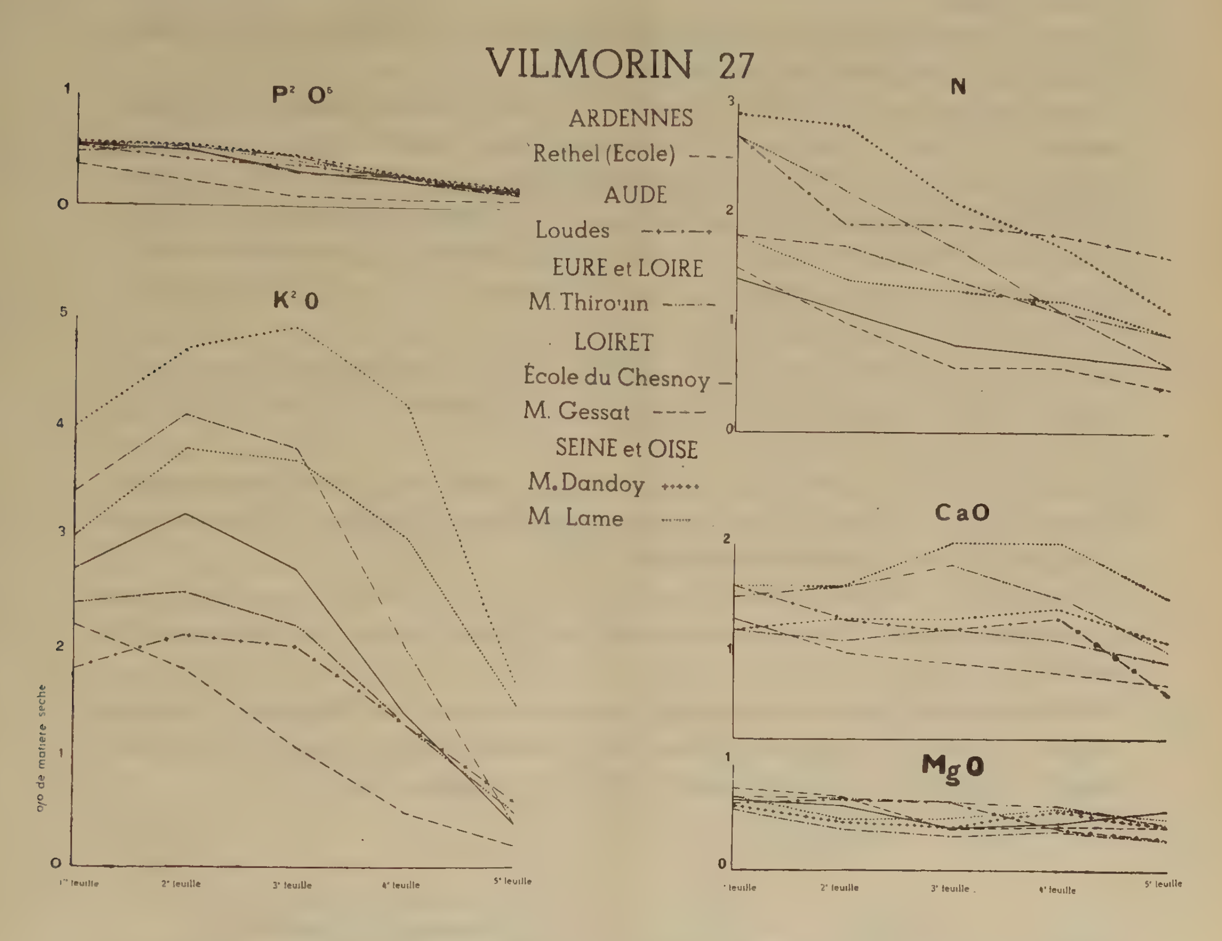
4° Pour CaO et MgO, contrairement à N, P_2O_5, K_2O, leur proportion dans la feuille ne subit pas de grandes variations lorsqu'on passe de la première à la

---

([1]) Maume et Dulac, *Comptes rendus*, **230**, 1950, p. 875-877.

([2]) La carence en oligo-éléments pourrait très probablement donner une explication aux quelques rares cas échappant à cette règle.

cinquième, réserve faite toutefois, comme nous le verrons dans une Note ultérieure, en sol calcaire où, à l'exemple de ce qui se passe pour la Vigne, la chaux s'accumule dans les feuilles âgées. Il restera à préciser, comme nous l'avons fait pour d'autres plantes, l'importance d'ordre pratique de cette constatation.



En conclusion, le Blé, comme nous l'avons prouvé pour la Pomme de terre, la Vigne, le Tabac, subit, dans le milieu de sa culture normale, des contraintes extérieures auxquelles il subordonne son chimisme. Le test foliaire peut déterminer l'ampleur de ces contraintes, et il en découle des conséquences agronomiques d'un grand intérêt.

PHYTOPHARMACIE. — *Sur la comparaison du pouvoir ovicide des dinitrocrésylates de sodium et de calcium.* Note de M. **Guy Viel** et Mlle **Madeleine Chancogne**, présentée par M. Albert Demolon.

Les dinitrophénols utilisés pour le traitement d'hiver des arbres fruitiers agissent principalement en détruisant les œufs d'insectes. Ils sont appliqués en

général à l'état de sels alcalins, le composé le plus souvent employé étant le dinitrocrésylate de sodium.

J. Pastac ([1]) cite les sels alcalino-terreux, mais la lecture de son exposé ne permet pas de savoir s'il les différencie des sels alcalins au point de vue de leur activité ovicide.

Nous nous sommes donc proposé de comparer les efficacités des dinitrocrésylates de sodium et de calcium.

Nous avions précédemment observé ([2]), après d'autres auteurs, une diminution du pouvoir ovicide des dinitrocrésylates alcalins dans les milieux de pH supérieur à 7. Aussi, avons-nous utilisé des solutions de 2.4-dinitro-orthocrésylate de sodium de pH 6,0 environ, d'efficacité maximum, et des solutions de dinitrocrésylate de calcium préparées en ajoutant au dinitrocrésol la quantité théoriquement nécessaire de carbonate de chaux; leur pH était également de 6,0 environ.

Notre étude a porté sur des œufs de Cheimatobie (*Operophthera brumata* L.). Les lots d'essai étaient constitués à partir d'un ensemble de trente mille œufs récoltés en novembre 1949.

Les traitements ont été faits par trempage, selon une méthode dérivée de celle de Mlle G. Dierick ([3]). Nous avons opéré à différentes concentrations et déterminé pour chacune la mortalité.

Une double transformation mathématique des données expérimentales permet de tracer des droites caractéristiques et d'en déduire les concentrations léthales médianes en phénol.

Nous résumons les résultats dans le tableau suivant. Les efficacités indiquées ont été obtenues en corrigeant les mortalités des lots traités d'après la mortalité naturelle. Chaque valeur est la moyenne de trois expériences.

Efficacités sur œufs de Cheimatobie.

Produits.	Concentrations en dinitrocrésol (%).				
	0,027.	0,055.	0,11.	0,22.	0,44.
Dinitrocrésylate de sodium...........	0	5	32	72	98
Dinitrocrésylate de calcium...........	16	38	75	90	–

Dose léthale médiane du dinitrocrésylate de sodium : 0,15 %.

Dose léthale médiane du dinitrocrésylate de calcium : 0,074 %.

Des résultats analogues ont été obtenus sur des œufs d'*Ephestia kühniella* Zeil.

([1]) *Chimie et Industrie*, 38, n° 4, 1937, p. 121-131.

([2]) M. Raucourt, M. Chancogne et G. Viel, *Journées de chimie industrielle*, Charleroi 1948.

([3]) *Thèse de Doctorat ès sciences*, 117 pages, Amsterdam, 1942.

Nos expériences mettent donc en évidence le fait que le pouvoir ovicide des sels de calcium du dinitrocrésol est environ deux fois plus élevé que celui des sels de sodium. Une aussi grande différence n'a pas été retrouvée dans le cas des sels de baryum.

PHYSIOLOGIE. — *Relations entre les muscles moteurs oculaires, les nageoires et l'équilibre des Poissons*. Note (*) de M. **Jean Baron**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Après section asymétrique des nageoires chez les Poissons, associée à une énucléation bilatérale, on obtient des troubles de l'équilibre. Il semble qu'il existe un antagonisme compensateur entre les mouvements des nageoires et ceux des globes oculaires d'où résulterait l'équilibre.

Au cours d'une précédente Note (1) j'ai montré qu'il existe des rapports entre l'équilibre, la musculature extrinsèque du globe oculaire et les voies optiques. De nouvelles expériences m'amènent à préciser les rapports, non signalés jusqu'ici, existant entre ces derniers facteurs, les nageoires et les mouvements des Poissons.

Les expériences ont été faites au laboratoire Arago de Banyuls-sur-Mer, et elles ont porté sur 52 individus comprenant : 12 Muges (*Mugil auratus* Risso), 5 Sargues (*Diplodus sargus* L.), 20 Chromis (*Chromis castanea* Cuv.), 15 Serrans (*Serranus cabrilla* L.).

Dans un premier temps, pour renforcer l'action d'un groupe de muscles produisant l'extension ou la flexion des nageoires, j'ai coupé asymétriquement les nageoires pectorales, ventrales, caudales, dorsales et anales, de manière à réaliser des triangles égaux opposés par le sommet pour les pectorales et les ventrales, et des triangles proportionnels entre eux pour la dorsale et la portion inférieure de la caudale, de même pour l'anale et la portion supérieure de la caudale.

J'ai partagé mon groupe d'animaux en trois lots :

A. Le premier lot était constitué par des animaux préparés comme je viens de l'indiquer : ce fut le lot témoin.

B. Sur le deuxième lot, j'ai fait des énucléations bilatérales, c'est-à-dire ablation du globe oculaire avec désinsertion de la portion antérieure des muscles moteurs oculaires sur la sclérotique.

C. Sur le troisième lot, j'ai pratiqué des éviscérations bilatérales, c'est-à-dire l'ablation du segment antérieur du globe et de la rétine en laissant intactes les insertions des muscles moteurs oculaires sur la sclérotique.

Dans ces trois groupes d'expériences, j'ai obtenu deux résultats, l'un statique, l'autre dynamique.

(*) Séance du 6 novembre 1950.

(1) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 2231-2233.

Dans le premier lot, le résultat statique se caractérisait par plusieurs phénomènes compensateurs :

a. un battement des nageoires plus marqué d'un côté que de l'autre;

b. une légère rotation ellipsoïdale du corps autour de l'axe antéro-postérieur, sans trouble de l'équilibre;

c. un déplacement symétrique des globes oculaires s'opposant à la déviation de l'axe antéro-postérieur, et se traduisant par une exophtalmie maxima du côté où les nageoires battent le plus faiblement.

Le résultat dynamique, déclenché par des excitations mécaniques ou spontanées, montrait des troubles de deux ordres caractérisés par :

a. des mouvements sinusoïdaux autour de l'axe antéro-postérieur (roulis et tangage);

b. des mouvements circulaires dans le plan horizontal.

La durée de ces phénomènes semble indéfinie.

J'ai obtenu dans le second lot de poissons énucléés :

a. des résultats statiques caractérisés non plus par des phénomènes compensateurs, mais par une rotation de 180° du poisson autour de son axe antéro-postérieur. Le poisson reposait entre deux eaux, le ventre en l'air;

b. des résultats dynamiques provoqués ou spontanés, caractérisés par : 1° des mouvements de toupie, c'est-à-dire déplacement du poisson autour de son axe antéro-postérieur devenu vertical, soit la tête en haut ou en bas;

2° des mouvements de nage sur le dos à différents niveaux, c'est-à-dire que le poisson se déplaçait normalement dans tous les plans, mais le ventre en l'air.

Les poissons du troisième lot présentaient des réactions analogues à ceux du premier lot.

Des expériences qui précèdent, il résulte qu'il existe :

1° un antagonisme compensateur entre les mouvements des muscles moteurs oculaires et les mouvements des nageoires qui assuraient l'équilbre;

2° une synergie entre les abducteurs et les adducteurs des deux globes et les nageoires du côté des abducteurs;

3° un antagonisme entre les droits abducteurs et adducteurs des deux globes et les nageoires du côté des adducteurs.

PHYSIOLOGIE. — *Appareil de mesure de l'effort statique pulmonaire.* Note (*) de M. **Jean-François Joliet**, transmise par M. Léon Binet.

Cet appareil permet, par de simples mesures de temps et de volumes, d'évaluer l'effort statique pulmonaire E que nous définissons comme le produit, par le temps t, de la pression moyenne p_m qu'exerce un sujet au cours

(*) Séance du 30 octobre 1950.

d'une épreuve, où il est contraint de produire un effort d'expiration sans pouvoir rejeter l'air contenu dans ses poumons.

$$E = p_m t.$$

Au cours d'une telle épreuve on sait (1) que le sujet ne peut maintenir une pression rigoureusement constante et que la courbe C qui représente les variations de cette pression en fonction du temps, affecte une allure irrégulière (*fig.* 1).

Le produit E de la pression moyenne p_m par le temps t est égal à la surface S comprise entre la courbe C et l'axe des temps, c'est-à-dire à $\int_0^t p\,dt$.

L'évaluation directe de cette aire fournit donc la valeur de l'effort statique pulmonaire, facteur physiologique d'un intérêt certain.

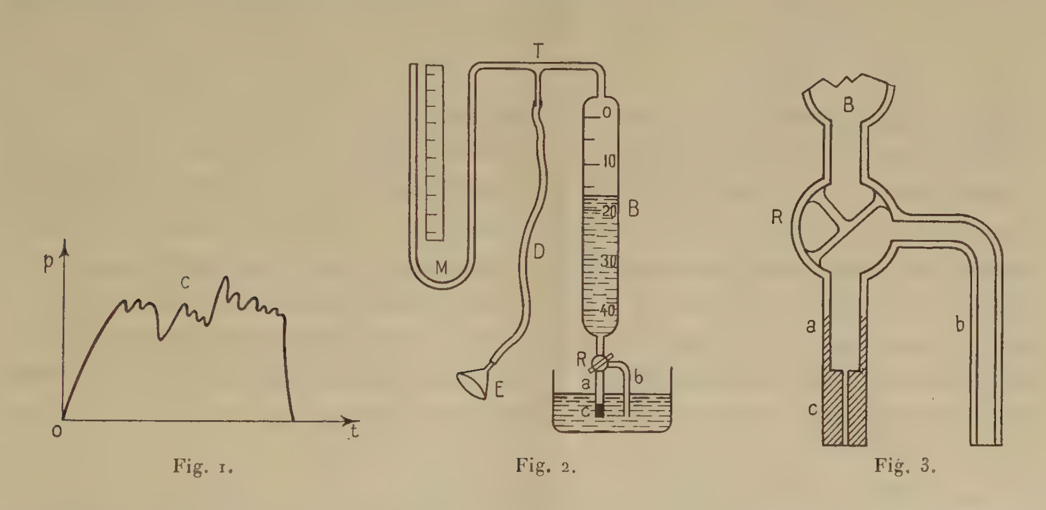


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

Pour étudier l'effort statique pulmonaire E, c'est-à-dire pour évaluer la surface S que nous venons de définir, nous avons dû enregistrer la courbe pression-temps.

A cet effet nous avons construit un appareil, décrit dans un travail antérieur (1), qui en permettait l'enregistrement photographique. Mais cet appareil nécessitant l'emploi d'une chambre noire, des manipulations et des mises au point assez longues, l'évaluation de l'intégrale $\int_0^t p\,dt$ par pesées ne pouvait, en dépit de sa précision, qu'être un instrument de recherches dont l'usage, relativement compliqué, en restreignait l'emploi en clinique.

Pour remédier à cet inconvénient nous avons construit l'appareil suivant (*fig.* 2).

---

(1) *C. R. Soc. Biol.*, 143, 1949, p. 482.

Un tube D est relié, par l'intermédiaire d'un tube T, d'une part à un manomètre à mercure, d'autre part à une burette graduée B dont l'extrémité inférieure est constituée par un tube capillaire C.

En manœuvrant un robinet R à trois directions (*fig.* 3) on peut établir ou fermer la communication entre la burette B et les deux branches *a* et *b* de l'appareil. La dérivation *b* permet, par une simple aspiration en E, l'ascension rapide dans la burette B, du liquide coloré contenu dans le récipient F.

Lorsqu'il souffle à l'extrémité libre E du tube flexible D, le sujet peut suivre sur le manomètre la pression approximative qu'il exerce.

Pendant l'épreuve, sous l'effet de la pression, un certain volume de liquide contenu dans la burette s'écoule par un tube capillaire. Pour une pression et une température données, ce volume est à chaque instant proportionnel à la pression exercée par le sujet et au temps (Loi de Poiseuille). Par conséquent, à une constante près, facile à déterminer, la quantité de liquide évacuée est égale à $\int_0^t p\,dt$, c'est-à-dire au produit de la pression moyenne exercée, par la durée de l'épreuve, donc à *l'effort statique pulmonaire*.

Le volume du liquide expulsé de la burette est égal au volume d'air expiré par le sujet. Ce volume doit être négligeable devant la capacité pulmonaire sinon l'étude de l'effort est faussée. Un choix convenable du diamètre et de la longueur du tube capillaire permet de réaliser cette condition facilement.

Pour vérifier la concordance des résultats donnés par l'appareil à enregistrement photographique et par l'appareil à orifice capillaire, nous avons branché le manomètre du premier sur une dérivation du second. Les deux courbes obtenues dans cinq expériences coïncident exactement.

PHYSIOLOGIE DES INSECTES. — *Variation de l'effet toxique de produits insecticides en fonction du stade larvaire des Insectes.* Note de MM. **Pierre Grison** et **Guy Viel**, présentée par M. Emile Roubaud.

Certains stades larvaires sont plus sensibles que d'autres à l'action des insecticides synthétiques (H. C. H.) s'exerçant par contact; la sensibilité paraît diminuer au cours du développement.

L'effet toxique d'une substance chimique à l'égard des Insectes peut être évalué par la détermination de la dose léthale médiane (D. L. 50), ou simplement par celle du taux de mortalité en fonction de la quantité de produit susceptible d'agir sur l'Insecte, par contact ou par ingestion, en un certain délai.

Le taux de mortalité, et, par conséquent, l'effet toxique de la substance ou efficacité insecticide de celle-ci, varient en fonction de nombreux facteurs autres que l'espèce animale ou que la nature chimique de la préparation. Parmi ces facteurs, le stade évolutif de l'Insecte a une importance beaucoup plus grande qu'on ne le suppose couramment.

A notre connaissance, Campbell [1] est l'un des rares auteurs qui aient établi, sur le Ver à soie, une relation entre la vitesse d'action toxique d'un insecticide d'ingestion (l'arséniate de plomb) et la dose de matière active ingérée selon les stades larvaires : pour une quantité égale d'arsenic ingéré à l'unité de poids de matière vivante, l'action toxique du produit est approximativement quatre à cinq fois plus rapide sur les chenilles du second stade que sur celles du cinquième stade.

Un phénomène comparable, mais de moindre amplitude, a été constaté chez un Coléoptère, le Doryphore (*Leptinotarsa decemlineata* Say) par Raucourt, Trouvelot et Bègue [2].

Nous avons été amenés, au cours de nos recherches toxicologiques, à constater des différences comparables par action de contact; en raison de l'intérêt pratique présenté par ce phénomène, il nous a paru utile d'en poursuivre l'étude et de rapporter dès maintenant quelques-unes de nos observations.

Nous considérerons deux cas se rapportant à des applications d'hexachlorocyclohexane (H. C. H.) par poudrage; celui-ci est effectué à l'aide d'un système permettant d'obtenir des dépôts homogènes et d'intensité exactement connue.

Dans un premier cas, les applications sont faites sur chenilles de *Malacosoma neustria* (Lép. Lasiocampides) aux stades suivants : premier âge (un jour après l'éclosion), troisième âge (un jour après la deuxième mue) et sixième âge (six jours après la cinquième mue). On utilise un produit à 2 % de H. C. H. technique (ou environ à 0,1 % de gamma H. C. H.). Avec des doses de poudre représentant un dépôt inférieur à $0^{mmg},020$ du produit par centimètre carré, la totalité des larves nouvellement écloses mourait entre les deuxième et quatrième jours, tandis qu'aucune chenille plus âgée n'était intoxiquée. En répétant quotidiennement le poudrage sur l'aliment frais, à des doses représentant environ 0,035 - 0,040 mmg/cm² et 0,100 - 0,110 mmg/cm² de produit, une très faible mortalité est constatée avec la dose la plus élevée chez les chenilles du sixième âge, tandis qu'après quatre jours, les chenilles du troisième âge présentaient une mortalité de 55 %, avec la dose moyenne et de 80 %, avec la dose élevée.

Il résulte de ce cas que les très jeunes larves sont relativement beaucoup plus sensibles à l'action de l'hexachlorocyclohexane que les larves âgées, si l'on rapporte les taux de mortalité à des quantités de poudre, à l'unité de surface, proportionnellement comparables. Ce fait est particulièrement évident chez

---

(1) *J. gen. Physiol.*, 9, 1926, p. 727-733.

(2) *Ann. Epiphyties et Phytog.*, 5, 1939, p. 51.

les chenilles en prénymphose de diverses espèces de Lépidoptères qui résistent à l'action toxique de l'hexachlorocyclohexane ([3]) et ([4]).

Dans un autre cas, les applications sont faites selon la même méthode, avec une poudre à 4 % d'H.C.H. technique (0,17 % de γ H.C.H.), sur les larves de Doryphore (*Leptinotarsa decemlineata* SAY) (Col. Chrysomelides) de 2e, 3e et 4e stades, dont les poids moyens individuels sont respectivement de 5 à 6^{mg}, 28 à 32^{mg} et 44 à 47^{mg}, dans différents lots de 20 larves.

Pour des dépôts de poudre de 0,060 à 0,070 mg/cm^2, la mortalité varie de 68 à 85 % chez les larves du 2e âge, 15 à 20 % chez celles du 3e âge et 5 à 20 % chez celles du 4e âge. Pour les dépôts de 0,100 à 0,110 mg/cm^2 de poudre, la mortalité varie de 86 à 100 % chez les jeunes larves et, respectivement, de 45 à 60 % et de 35 à 50 % chez les deux autres stades.

Dans ce cas aussi, il semble bien que les individus très jeunes soient plus sensibles que les individus des stades évolutifs avancés, bien que l'amplitude des écarts de sensibilité paraisse être beaucoup moins grande que dans le cas des larves d'un Lépidoptère.

Les relations sont plus difficiles à établir et à interpréter avec un insecticide de contact qu'avec un insecticide d'ingestion. Nous avons adopté le rapport de la quantité de poudre déposée, à la surface du corps de l'insecte qui l'a reçue. D'autres phénomènes interfèrent, comme la possibilité d'action par voie gazeuse de l'hexachlorocyclohexane ([5]), mais les chiffres recueillis montrent bien que pour un stade évolutif défini le taux de mortalité est proportionnel à la dose de produit toxique; tandis que pour une dose donnée, la sensibilité de l'Insecte à l'action toxique diminue plus ou moins considérablement selon les espèces et progressivement, au cours du développement larvaire.

EMBRYOGÉNIE EXPÉRIMENTALE. — *Inversion du sexe et effet paradoxal (féminisation) chez l'Urodèle* Pleurodeles Waltlii *Michah, traité par le propionate de testostérone.* Note de M. **Louis Gallien**, présentée par M. Maurice Caullery.

Des têtards de *Pleurodeles Waltlii* Michah, traités pendant leur vie larvaire par une solution hydroalcoolique de propionate de testostérone, à la concentration de 600 γ/l d'eau, subissent d'abord une inhibition profonde de leur gonade embryonnaire. Élevés après la métamorphose, le traitement ayant cessé, la gonade évolue en un ovaire typique, mais très lentement après plusieurs mois. A deux ans les animaux ont des ovaires typiques. Le canal de Müller est absent, à l'exception d'un très court segment ostial.

L'étude de l'action de l'hormone mâle dans la différenciation du sexe chez

---

([3]) P. Grison et G. Viel, *VIIIe Cong. Int. Ent. Stockholm*, 1948.

([4]) P. Grison et G. Viel, *Rev. Path. veg. et Ent. Agr.*, 28, 1949, p. 98.

([5]) M. Raucourt et G. Viel, *C. R. Acad. Agr. Fr.*, 31, 1945, p. 558.

les Amphibiens Urodèles, a révélé un fait assez inattendu. Foote (1941) [1], a en effet constaté que cette hormone manifestait une action féminisante chez *Ambystoma opacum*. Dans le cadre des expériences que nous avons entreprises sur la différenciation sexuelle des Amphibiens, nous avons été amené à étudier, à notre tour, l'action du propionate de testostérone chez le Triton, *Pleurodeles Waltlii* Michah.

Les recherches, poursuivies parallèlement à l'étude de l'action du benzoate d'œstradiol, sur les trois mêmes pontes, ont été menées en 1948-1949-1950. Les têtards ont subi, pendant leur vie larvaire, l'action de solutions hydro-alcooliques de propionate de testostérone purissime, calculées de manière à réaliser une concentration de 600 γ/l d'eau dans laquelle vivent les animaux. La densité des élevages a été de quatre têtards pour 1^l d'eau. L'eau des bacs et la solution d'hormone sont renouvelées tous les trois jours, pendant la durée des expériences et jusqu'à la métamorphose, laquelle s'effectue au bout de 2 à 3 mois. A ce moment, le traitement est arrêté et les animaux sont élevés normalement. Le début du traitement a, pour les deux premières séries, commencé respectivement le 10e jour et le 16e jour après la ponte et, pour la troisième série, le 40e jour seulement. Cette dernière modification a été introduite pour limiter la mortalité, qui, s'étant révélée considérable lors des traitements très précoces, risquait de fausser les conclusions. Dans cette troisième série, le développement s'est effectué de + 16° à + 18° avant le début du traitement. Pour les trois séries, l'expérience a été conduite à 24° pendant le traitement. Nous résumons ci-dessous les principales données numériques dont le détail sera exposé ultérieurement.

Expériences.	Nombre initial d'animaux en expérience.	Mortalité.	Animaux sacrifiés à la métamorphose.	Animaux sacrifiés entre 7 et 24 mois.
A_{48}	32	11	8	13
B_{48}	60	22	5	33
A_{49}	40	9	11	20
TOTAUX	132	42	24	66

Au total 90 animaux ont pu être étudiés.

Les résultats essentiels sont les suivants. A la métamorphose, les gonades sont profondément inhibées; on observe, dans les cas les plus favorables, seulement un cordon blanchâtre, très mince, dont le sexe est indiscernable. Parfois on a l'impression d'une destruction totale de la glande. L'inhibition de la gonade dure longtemps encore; à 10 mois, dans plusieurs cas, les glandes ou l'une des deux glandes sont toujours vestigiales. Les autopsies effectuées plus tard, à partir de 11 mois et exceptionnellement à 7 mois, révèlent que ces

(1) *J. Exp. Zool.*, 86, 1941, p. 291.

gonades subissent une évolution dans le sens femelle. A 18 mois, ces ovaires, bien que parfaitement typiques (on observe la vitellogénèse et la pigmentation noire des œufs), sont encore nettement retardés par rapport aux témoins. Enfin, à deux ans, les animaux ont des ovaires normaux à la fois par leur structure et leur volume.

Sur les 66 animaux étudiés entre le 7e et le 24e mois, les 46 appartenant aux séries A_{48} et B_{48} étaient des femelles typiques; parmi les 20 de la série A_{49}, soumis à un traitement plus tardif, il y avait 16 ♀ ♀, 1 ⚥ ⚥ et 2 ♂ ♂. L'un de ces derniers possédait un testicule à gauche et une bandelette atrésiée à droite; l'autre présentait un testicule normal à droite et un petit testicule multilobé à gauche. Au total, il y avait donc 63 ♀ ♀, 1 ⚥ ⚥ et 2 ♂ ♂. L'étude des témoins donne respectivement pour chacune des trois séries : 10 ♂ ♂; 9 ♀ ♀ (A_{48}); 24 ♂ ♂ : 27 ♀ ♀ (B_{48}); 3 ♀ ♀ : 9 ♂ ♂ (A_{49}), soit pour l'ensemble : 39 ♀ ♀ : 43 ♂ ♂.

Ainsi le propionate de testostérone inhibe d'abord profondément le développement de la gonade, puis, lorsque le traitement a cessé, celle-ci évolue en un ovaire typique pour la quasi-totalité des animaux, de sorte que tous les mâles génétiques (à l'exception de deux individus), sont finalement inversés en femelles, l'inversion se révélant permanente. On assiste alors à ce résultat de type paradoxal, d'animaux mâles ou femelles génétiques, qui ayant été traités par l'hormone mâle, deviennent des femelles. Celles-ci n'avaient pas de callosité et leur canal de Müller, à l'exception d'un vestige ostial, était absent. Il en résulte qu'on ne peut obtenir d'œufs fécondables à partir de ces animaux.

Dans ce cas, le développement ovarien est réalisé par une tout autre voie que la féminisation résultant d'un traitement par le benzoate d'œstradiol. Là aussi, on obtient le développement d'ovaires chez les mâles génétiques, mais, dans ce cas, la féminisation se réalise d'emblée, il n'y a pas d'inhibition initiale et le sexe est nettement identifiable peu de temps après la métamorphose.

EMBRYOLOGIE. — *Évolution comparée des voies génitales mâles chez les Insectivores Lipotyphla.* Note (*) de M. **René Godet**, présentée par M. Pierre P.-Grassé.

Afin de comparer l'évolution des voies génitales dans les trois grandes familles des Insectivores Lipotyphla : *Erinaceidæ*, *Talpidæ*, *Soricidæ*, nous avons étudié le Hérisson (*Erinaceus europæus* L.), la Taupe (*Talpa europæa* L.) et la Crocidure (*Crocidura russula* H.).

Chez toutes ces espèces, l'appareil génital est caractérisé par un important développement des glandes annexes et par la présence d'un bulbe prostatique, qui, situé à la base du col vésical, est constitué par un diverticule aveugle de l'urètre, en position dorsale.

(*) Séance du 6 novembre 1950.

On trouve dans les travaux anciens de Rauther [1], de Oudemans [2] et de Disselhorst [3] une étude détaillée des voies génitales et de leurs annexes chez la Taupe et le Hérisson adultes. Mais ces recherches, où la dénomination des ébauches sexuelles ne tient ni compte de leur origine, ni de leur développement, ne peut permettre aucune comparaison interspécifique. Il en est même résulté une grande confusion, notamment chez le Hérisson, où une même formation glandulaire a été interprétée successivement comme vésicules séminales, prostate interne, glandes vésiculaires, prostate I ou glande A.

Nous avons étudié l'évolution des voies génitales de nos Insectivores pendant la vie embryonnaire. Chez le Hérisson, nos résultats confirment en partie et complètent ceux de Mombaerts [4], tandis que nous utilisons pour la Taupe ceux que nous avons publiés dans notre Mémoire de 1949 [5].

Dans les trois espèces étudiées, Hérisson, Crocidure, Taupe, le diverticule de l'urètre, logé dans le bulbe prostatique, se forme par une expansion de la paroi dorsale du sinus uro-génital, juste en arrière des canaux de Wolff. Les canaux de Müller ne prennent pas part à cette formation. Il n'existe pas non plus de clivage du sinus rappelant la marche de l'histogenèse vaginale chez la femelle. Le terme d'*uterus masculinus* ou de vagin mâle appliqué à ce diverticule est impropre : c'est une formation typiquement mâle.

Chez la Taupe et la Crocidure, l'expansion de la paroi dorsale du sinus n'entraîne que de faibles déplacements des extrémités des canaux de Wolff.

Chez le Hérisson, l'expansion dorsale, étant beaucoup plus ample, entraîne dans son mouvement toutes les ébauches fixées dans cette région. Finalement, les canaux de Wolff et les glandes annexes, au lieu de déboucher dans l'urètre, déversent leurs produits dans le diverticule dorsal.

Ainsi, un même processus morphogénétique d'amplitude variable aboutit à la création du diverticule prostatique chez les trois espèces étudiées. Chez le Hérisson où les phénomènes sont plus complexes, les premiers stades de la morphogenèse se déroulent comme chez la Taupe et la Crocidure.

Les canaux de Wolff donnent naissance, dans les embryons de Hérisson, de Crocidure et de Taupe, à une formation glandulaire. Chez la Taupe, la portion glandulaire est située à l'extrémité distale des canaux déférents, dans le réservoir spermatique adhérent au *conus inguinalis* sous le testicule.

Chez la Crocidure, la portion glandulaire se forme au milieu du canal déférent.

Chez le Hérisson, l'évolution de la glande est complexe. Née chez le fœtus,

---

(1) *Jenaische Z. f. Naturwissensch.*, 38, 1904, p. 377.

(2) *Die accessorischen Geschlecht sdrüsen d. Säugetiere.* Haarlem, 1903.

(3) R. Disselhorst, in Oppel, *Lehrbuch d. vergleichenden Mikrosk. Anat. d. Wirbeltiere.* Jena, 1904.

(4) *Arch. Biol.*, 55, 1944, p. 394.

(5) *Bull. Biol. Fr. et Belg.*, 83, 1949, p. 27.

dans la région proximale des canaux de Wolff, elle se trouve fixée finalement chez le nouveau-né sur le diverticule de l'urètre prostatique.

Ainsi, l'étude embryologique montre que ces glandes, dont la situation et l'aspect sont très différents chez l'adulte, sont cependant parfaitement homologues. Un même terme tenant compte de leur origine doit leur être appliqué. De plus, c'est encore chez le Hérisson que l'évolution atteint la plus haute complexité.

Le sinus uro-génital donne également, chez nos trois Insectivores, des glandes annexes. Chez les fœtus, elles apparaissent en trois régions privilégiées : le col vésical, la région pelvienne et le long de l'urètre pénien. La situation de ces ébauches varie au cours de la morphogenèse génitale. Mais en tenant compte de cette évolution, il est très facile d'établir les homologies. Là encore, les déplacements les plus importants se manifestent chez le Hérisson.

En conclusion, l'étude embryologique des voies génitales et de leurs annexes, chez quelques Insectivores lipotyphla choisis parmi les trois grandes familles de ce groupe, permet d'intéressantes comparaisons. L'évolution des voies génitales est plus simple chez la Taupe et la Crocidure que chez le Hérisson. Et si nous généralisons les résultats obtenus sur ces quelques espèces à leurs familles respectives, il faut admettre que l'appareil génital est plus évolué chez les Erinaceidæ que chez les Soricidæ et les Talpidæ. Cette dernière famille serait à cet égard la plus primitive.

ENTOMOLOGIE BIOLOGIQUE. — *Action des facteurs climatiques sur l'incitation au vol du Doryphore.* Note de M. **Jean-René Le Berre**, présentée par M. Émile Roubaud.

L'envol du Doryphore nécessite à la fois l'intervention d'une température favorable et d'une certaine durée d'insolation. Il semble exister un seuil thermique particulier d'envol.

Les observations effectuées au cours du mois de juin 1949, et poursuivies entre le 20 mai et le 15 août 1950, ont permis de préciser quelques-uns des facteurs qui interviennent dans l'incitation au vol du Doryphore *Leptinotarsa decemlineata* Say (Col. Chrysomelides).

Deux cas sont à considérer suivant que les insectes étudiés ont déjà hiberné (adultes printaniers) ou qu'ils vont entrer en diapause (adultes de première génération d'été qui représentent la descendance des insectes parfaits de printemps). L'apparition de ces deux types d'adultes, physiologiquement dissemblables, pendant deux périodes de caractère climatique différent, ne permet pas de réunir les résultats dans un même tableau d'ensemble. Cependant, les facteurs déterminants demeurent les mêmes. Ce sont les réponses qui peuvent varier dans le détail.

Les chiffres présentés ci-dessous portent sur 500 adultes printaniers dont l'activité a été suivie du 15 mai au 30 juin.

Une première série de résultats met en évidence le rôle de la durée journalière de l'insolation, et de la température maximum de la journée dans l'incitation au vol du Doryphore.

Température maximum de la journée (°C).	Écart des durées de l'insolation (heures).	Variations corrélatives du taux d'envol (%).
Inférieure à 20	0 à 10	0 à 2
Egale à 20	1 à 6	0 à 2,2
» 22,5	3 à 14	0 à 30
» 23,5	4 à 14	0 à 50
» 25	7 à 11	100
Comprise entre 26 et 30	4 à 12	20 à 50

Il semble ainsi que pour une température donnée, le nombre des Doryphores qui s'envolent est directement proportionnel à la durée de l'insolation. De plus, il existerait une température optimum, voisine de 25°C, où une durée d'insolation moyenne détermine cependant un envol massif des adultes.

Le deuxième tableau ci-dessous, tout en confirmant nos premières conclusions, met en relief le rôle prépondérant tenu par la durée de l'insolation journalière.

Durée de l'insolation (heures).	Températures journalières maxima (°C).	Taux d'envol (%).
5	inférieure à 22	0
	jusqu'à 26	20
De 5 à 10	inférieure à 20	0
	égale à 22	12
	» 25	100
Au-dessus de 10	égale à 21	30
	» 26	100
	» 30	50

Nous observons que les envols de Doryphores peuvent avoir lieu à des températures d'autantplus basses que la durée d'insolation est plus étendue. L'expérimentation directe nous a, par ailleurs, révélé que, en l'absence de toute insolation, aucun vol n'était noté quelles que soient les conditions de température du milieu ambiant.

Ainsi, il semble que l'incitation au vol du Doryphore tienne plus à l'action directe des radiations solaires qu'à l'action de la température ambiante.

De nombreux auteurs ont déjà signalé, à diverses reprises, des différences, parfois sensibles qui existent entre la température de l'insecte et celle de l'environnement. Des élévations de température de plusieurs degrés ont ainsi été rap-

portées à l'action de l'insolation. Nous pouvons alors rapprocher nos résultats sur le Doryphore de ces phénomènes plus généraux, et ajouter, aux différents seuils des activités de cet insecte (marche, nutrition, accouplement, ponte, etc.) un *seuil thermique spécifique* du vol. Cette notion confirme l'hypothèse émise en 1947 par E. Roubaud sur les vols de Doryphores [1] : « Leur stimulant de migration ne dépend pas des nécessités alimentaires ou reproductrices. Il paraît correspondre à un besoin de mouvement, de dépense musculaire, etc. ».

Les Doryphores adultes de première génération d'été, bien que répondant dans l'ensemble, d'une manière identique, aux actions combinées de la température et de l'insolation, présentent cependant quelques caractères particuliers.

Tandis que les insectes printaniers peuvent s'envoler sans s'être alimentés, les adultes d'été doivent, tout d'abord, se nourrir abondamment pendant les dix premiers jours environ qui suivent leur sortie de terre. On remarque alors d'importants déplacements par marche [2]. Ce n'est qu'après cette période que les envols peuvent se produire.

Mais ceux-ci n'atteignent ni l'intensité ni l'ampleur des vols qui sont observés en mai et juin, car non seulement les conditions climatiques ne sont plus les mêmes : température relativement plus élevée et radiation globale plus faible, mais encore, un fort pourcentage de ces adultes entre en diapause et s'enfouit.

En conclusion : les vols de Doryphores sont beaucoup plus importants chez les insectes de printemps que chez ceux d'été. Ce phénomène peut être expliqué par les différences physiologiques des insectes, et par des conditions climatiques assez dissemblables. L'envol semble provenir d'un *besoin impérieux* créé par des conditions d'insolation et de température bien déterminées.

Nous pensons qu'il doit exister un seuil thermique particulier à l'envol, ce que nous nous proposons d'étudier par la suite.

GÉNÉTIQUE. — *Sur la masculinité à la naissance dans les grossesses multiples.*

Note de MM. **Raymond Turpin** et **Marcel Paul Schützenberger**, présentée par M. Léon Binet.

Les auteurs développant des recherches personnelles antérieures confirment la décroissance du taux de masculinité à la naissance avec le degré de multiplicité de la grossesse.

En 1937, l'un de nous (R. Turpin) signalait [1] que la proportion des garçons dans les naissances gémellaires dizygotes était sensiblement plus basse que dans les naissances simples.

---

(1) *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 620-622.

(2) J. Dussy et P. Grison, *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 622-624.

(1) R. Turpin et M. A. Caratzali, *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 159-171.

Dans un travail datant de 1946 [2], Strandskov, H. Herluf et G. J. Siemens ont repris cette question pour l'ensemble de la population des U. S. A. et pour toutes les naissances multiples, aboutissant d'ailleurs aux mêmes conclusions que nous. Il nous a paru intéressant d'étendre nos calculs initiaux afin de les comparer à ceux de ces auteurs en y adjoignant l'examen des taux de masculinité en Allemagne pendant à peu près la même période. Ces résultats sont consignés dans le tableau ci-dessous.

	France (1899-1915).	Allemagne (1907-1938).	U. S. A. (1922-1936).
Nombre total de naissances	33 128 557	45 834 810	31 117 925
Proportion des ♂	0.51299±0.00009 (**)	0.51572±0,00007	0.51587±0,00009
Nombre de naissances doubles	361 490	361 271	365 680
Proportion des ♂	0.50789±0.00067 (**)	0.51068±0.00054	0.50849±0.00067
Nombre de naissances triples	3 558 (*)	5 639	3 744
Proportion des ♂	0.48013±0.00843	0.49097±0.00503	0.49537±0.00831
Nombre de naissance quadruples....	55 (*)	78	64
Proportion des ♂	0.63182±0.04560	0.41987±0.03918	0.46484±0.04354

(*) Calculé sur la période 1899-1949.

(**) Les erreurs standard sont partout calculées en supposant équiprobables les divers types possibles de grossesse de même degré de multiplicité.

Il semble donc largement confirmé que le taux de masculinité à la naissance décroît avec le degré de multiplicité de la grossesse. Cependant il convient de discuter la proportion aberrante des garçons dans les naissances quadruples françaises qui diffère très significativement des valeurs obtenues pour les autres pays, et pour laquelle il semble qu'il faille invoquer soit des facteurs génétiques, soit des erreurs systématiques dans l'enregistrement des naissances dans les cas où la mortalité a été particulièrement sévère. La différence provient, semble-t-il, de l'excès en France de naissances quadruplement masculines.

Il faut signaler également que la comparaison des naissances doubles classées d'après leurs trois modalités possibles (2 ♂, ♂ et ♀, 2 ♀) révèle une différence hautement significative entre la France et l'Allemagne : la proportion des naissances constituées par deux enfants de sexe opposé est plus basse en France et y a d'ailleurs décru assez régulièrement depuis 50 ans : nous y verrions volontiers l'effet d'une faible fécondité des femmes relativement âgées, qui sont particulièrement responsables des gémellités multizygotiques. Il n'existe par contre aucune différence significative en ce qui concerne les triplets, mais nos chiffres sont plus restreints pour la France (1899-1925 seulement).

---

[2] *J. of Phys. Anth. N. S.* (4), p. 491-501.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Histone de l'épithélioma atypique du Rat.* Note (*) de Mmes **Yvonne Khouvine** et **Jana Grégoire**, présentée par M. Maurice Javillier.

Les désoxyribonucléoprotéides des tissus cancéreux et nécrosé de l'épithélioma atypique du Rat ont été extraits et purifiés comme nous l'avons décrit [1]. Depuis, les quantités obtenues avec ces tissus, soigneusement séparés l'un de l'autre, nous permettent de croire que les deux nucléoprotéides isolés appartiennent bien à chaque tissu. Nous en avons séparé des histones dont nous donnons l'analyse.

Avec un nucléoprotéide de *tissu cancéreux* dont le rapport N/P est 3,26 et qui contient 160^{mg} d'azote total, nous avons obtenu 77^{mg} d'azote soluble dans ClH et 61^{mg} d'azote reprécipitable par NaOH, soit 79 % de l'azote dissous. Nous avons obtenu des chiffres semblables avec un nucléoprotéide de *tissu nécrosé*. Les protéides contiennent 17,5 à 18,5 % d'azote et 0,00 à 0,3 % de phosphore. Par électrophorèse dans l'appareil de Tiselius, à pH 8,2 pour le tissu cancéreux et à pH 4,6, 6,6 et 8,2 pour le tissu nécrosé, nous avons décelé deux composants protéiques. L'*impureté protéique* est de 15 % environ. Nous avons alors pensé que l'analyse chimique était possible et nous avons dosé les acides aminés. Nous avons fait des hydrolyses en tube scellé à 110° pendant 24 heures, avec ClH6N pour la plupart des acides aminés, une hydrolyse sulfurique sans fractionnement sur colonnes pour la phénylalanine et une hydrolyse alcaline pour la tyrosine. Nous avons séparé les acides aminés en quatre groupes, puis nous avons dosé l'azote amidé, NH_3 et les acides aminés par des méthodes chimiques, chromatographiques, microbiologiques ou par les décarboxylases; chaque série de dosages étant faite au moins deux fois. Pour certains acides, nous avons contrôlé les chiffres obtenus après fractionnement sur colonne avec ceux que donne l'hydrolysat total. Les tableaux résument nos résultats pour le *tissu cancéreux*. Ceux que nous avons obtenus avec le *tissu nécrosé* sont si voisins qu'il ne nous semble pas nécessaire de les donner, les différences pouvant s'expliquer par les erreurs de méthodes elles-mêmes.

Les protéines que nous avons extraites sont bien des histones, l'azote des acides bibasiques représentant 39,6 % de l'azote des acides aminés totaux, avec prédominance de l'arginine sur la lysine. Elles sont relativement riches en thréonine. Nous n'avons pas pu mettre en évidence le tryptophane : 10^{mg} de protéine ne donnent pas de coloration avec l'acide glyoxylique. Mais on trouve dans ces histones, ainsi que l'avaient laissé prévoir nos premières analyses, les principaux acides aminés connus. On peut donc dire, en se basant aussi sur les

(*) Séance du 6 novembre 1950.

(1) *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1167.

résultats de Davidson et sur ceux de Hamer, que les histones ne diffèrent vraiment des albumines et des globulines que par leur plus grande basicité et par l'absence de tryptophane. Quant aux deux histones que nous avons étudiées, elles nous paraissent, actuellement, identiques. La nécrose qui solubilise les ribonucléoprotéides, laisse intacts les noyaux dont la forme et la coloration ne changent pas, comme le montrent les coupes histologiques. Les analyses chimiques confirment l'image histologique et nous apprennent, en outre, que l'histone liée à l'acide désoxyribonucléique n'est pas touchée par la nécrose.

TABLEAU I.

Répartition de l'azote dans les groupes (%).		Distribution des groupes.	Groupes polaires (%).	Groupes apolaires (%).
Acides diaminés	39,6	Cationiques	20,4	–
» dicarboxyliques	10,0	Anioniques libres	6,8	–
» aminés neutres	40,1	Hydroxylés	11,9	–
» aromatiques	4,1	Phénoliques	2,5	–
N amidé	5,5	Amidés	8,6	–
	99,3		50,2	49,5

TABLEAU II. — *Protéine du tissu cancéreux*, N total : 18,2 %, P : 0,28 %.

Ac. aminés.	g. ac. aminé / 100 gr. protéine	N. ac. aminé / N protéique (%).	Mol. g. ac. aminé / 10^5 g. proteine	Méthodes.
Arginine	14,5	25,7	83,5	Dumazert-Poggi. Décarboxylase bac.
Histidine	2,5	3,7	16,1	Mac Pherson
Lysine	10,1	10,6	69,2	Décarboxylase bac. Dosage microbiologique
Acide glutamique	11,7	6,1	79,7	Décarboxylase bactérienne
» aspartique	6,3	3,6	47,4	Par différence
Glycocolle	6,0	6,2	80	Chromatographie quantitative
Alanine	6,4	5,5	72	» »
Leucine	13,5	7,9	113,5 (Leucine + Isoleucine)	» »
Isoleucine	4,0	2,3		Dosage microbiologique
Valine	6,2	4,1	53	Chromatographie quantitative
Phénylalanine	3,2	1,5	19,4	Kappeler-Adler
Sérine	5,9	4,3	56,2	Chromatographie quantitative
Thréonine	5,1	3,3	42,8	» »
Tyrosine	3,7	1,6	20,4	Folin-Marenzi
Cystine-cystéine	0,5	0,3	4,1	Folin
Méthionine	0,5	0,3	3,4	Dosage microbiologique
Proline	5,6	3,7	48,7	Chromatographie quantitative
N amidé + NH_3	1,2	5,5	(71)	
Total	106,9	96,2	829,4	

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *A propos du dosage de la vitamine A. Le spectre d'absorption de l'acétate d'axérophtol.* Note de MM. **Henri Chatain** et **Marcel Debodard**, présentée par M. Maurice Javillier.

Les Auteurs précisent les caractères spectraux d'un acétate d'axérophtol pur d'origine naturelle. Les différences avec le spectre de référence officiellement accepté ne sont pas négligeables.

L'axérophtol (vitamine A) est dosé dans les huiles de foies de poissons, et en général dans toutes les préparations qui en contiennent, par spectrophotométrie ultraviolette dans la bande de 325 à 328$^{m\mu}$. Cette méthode a supplanté toutes les autres en raison de sa commodité d'exécution; elle est arrivée à un degré de perfectionnement tel qu'on sait éliminer, par le calcul ou par détermination directe, l'erreur due aux substances étrangères absorbant dans la même région. Ces travaux ont été rendus possibles par l'isolement de l'axérophtol à l'état pur et l'on conçoit ainsi l'intérêt que présente l'étude détaillée du spectre d'absorption de cette substance.

Sur les quatre isomères géométriques possibles (1), le plus abondant dans les huiles et le plus directement accessible a fait l'objet d'une définition physicochimique, grâce aux recherches effectuées sur le produit naturel (2), dont les résultats ont été confirmés par les travaux de synthèse (3). Il s'agirait d'un isomère *trans-trans* (1) dont le dérivé acétylé cristallisé a été retenu comme Étalon international de vitamine A (4).

Le spectre accepté comme spectre de référence est celui dont les caractéristiques ont été publiées par Morton en 1948 (5). Dans une décision récente, l'Organisation mondiale de la Santé (6) se réfère à cette définition spectrale et prescrit que toutes les substances dont le spectre en diffère de plus de 2 % à n'importe quelle longueur d'onde entre 310 et 350$^{m\mu}$, doivent être corrigées pour éliminer l'absorption parasite.

Ces rigoureuses conditions exigent que le spectre de référence choisi soit établi avec une grande certitude. Or, lorsque Morton publia le spectre détaillé de l'acétate d'axérophtol, le produit cristallisé se préparait par des méthodes laborieuses qui ont été vite dépassées. A l'heure actuelle, cette préparation est presque industrielle et le produit commercial est devenu plus pur que celui qui était considéré comme étalon quelques années plus tôt. Il importe donc de

---

(1) Robeson et Baxter, *J. Am. Chem. Soc.*, 69, 1947, p. 136-141.
(2) Robeson et Baxter, *J. Am. Chem. Soc.*, 64, 1942, p. 2407-2410 et 2411-2416.
(3) Isler et coll., *Helv. Chim. Acta.*, 30, 1947, p. 1911-1927.
(4) Guerrant et coll., *Anal. Chem.*, 20, 1948, p. 465-469.
(5) *Biochem. J.*, 42, 1948, p. 195-203.
(6) *Org. mond. Santé*, ser. Rapp. techn., 1950, p. 3.

préciser les caractères spectraux de l'acétate d'axérophtol pur, d'origine naturelle, tels que nous les avons déterminés au cours de la préparation de plusieurs échantillons importants à partir de matières premières diverses, où dominent les huiles de foie de requin. Le tableau donne le détail du spectre du lot de référence H 65, recristallisé trois fois du méthanol, comparativement aux données de Morton et Stubbs ([1]) d'une part, au spectre du standard international (solution d'acétate cristallisé dans l'huile de coton au taux de 10000 U. I./g) d'autre part (échantillons dus à M. A. A. Miles).

λ en mμ	Éthanol		Isopropanol		Cyclohexane		
	H 65 (ε 326 mμ = 50.700)	Morton (ε 326 mμ = 50.000)	H 65 (ε 326 mμ = 50.500)	Standard intern. de huile de coton	H 65 (ε 326 mμ = 48.600)	Morton (ε 326 mμ = 48.450)	Standard intern. de huile de coton
	$\frac{E\ \lambda}{E\ max}$	$\frac{E\ \lambda}{E\ max}$	$\frac{E\ \lambda}{E\ max}$	$\frac{E\ \lambda}{E\ max}$	$\frac{E\ \lambda}{E\ max}$	$\frac{E\ \lambda}{E\ max}$	$\frac{E\ \lambda}{E\ max}$
250	16,6	16,3	16,1	-	-	13,5	-
55	16,6	-	16,1	-	-	13,7	-
60	16,4	12,2	16,1	-	-	13,6	-
65	11	-	16,8	-	16,3	13,6	-
70	13,7	16,0	13,7	-	13,2	15,8	-
75	17,25	-	17,3	-	16,2	16,3	-
80	22,6	25,4	22,4	-	20,8	23,8	-
85	28,8	33,7	28	-	27,3	30	-
90	36,8	42	36,8	36,3	34,8	37,3	29
95	47,3	51,4	47,2	-	44,3	46,9	-
300	57,6	60,4	57,8	58,4	55,5	57,1	53,5
305	69,5	71,8	69,4	69,2	66,2	66,8	64,6
10	82	82,6	82,3	82,2	75,4	79,5	78,6
12	85,3	86,4	85,6	85,7	84,2	85,8	-
14	86,7	87,8	87,2	-	86,2	85,8	85
16	88	89,7	89,8	89,5	88	88,9	88
20	93,5	95,3	95	95,5	93,9	93,4	93
25	100	99,3	99,2	99,9	98,8	98,8	98,6
26	100	100	100	100	99,5	-	99,2
28	99	99	99,5	99	100	100	100
30	97,5	97,6	97,75	97	99,2	99,5	98,6
32	94,2	-	95	-	96,3	-	-
34	90,8	-	91,2	90,4	93	-	92,7
36	87,7	88,6	87,2	-	89	-	-
38,5	82	-	82	-	84,2	85,7	-
40	78	81,2	78,5	77,6	80,9	82,8	83,8
45	65,5	68,9	65,75	65	68	70,7	68,5
50	51,4	55,7	51,2	52,5	54,3	57,2	53,8
55	39,4	43,7	39,7	-	41,3	44	-
60	28,3	30,7	28,2	29	30,4	33,1	30
65	19,5	-	19,75	-	21,5	23,9	-
70	11,8	13,2	12	12	12,5	15,1	12,5
80	3,6	4,3	3,6	-	3,2	-	-
90	1,27	1,3	1,06	-	1,8	-	-

Toutes ces mesures ont été faites au spectrophotomètre de Beckman.

L'absorption maximum $E^{1\%}_{1cm}$ est un peu plus forte qu'il n'était accepté jusqu'ici; nous trouvons 1544 dans l'éthanol, 1539 dans l'isopropanol et 1513 dans le cyclohexane, contre 1525, chiffre admis par l'O. M. S. sans indication de solvant. La forme générale du spectre est nettement plus étroite que celle qui a été indiquée par Morton. Dans l'alcool notamment, l'écart en valeur absolue des coefficients d'extinction atteint 4,9 % à 285$^{m\mu}$ sur le versant des petites longueurs d'onde, 4,3 % à 350-355$^{m\mu}$ sur celui des grandes.

Ces caractères sont l'indice d'une plus grande pureté de notre acétate d'axérophtol et expliquent les difficultés que l'on rencontre parfois à interpréter correctement l'analyse spectrophotométrique d'échantillons d'huiles vitaminées à haute teneur, lorsqu'on s'en tient aux méthodes officielles de

correction, telles celles de Morton et de l'U. S. P. XIV, fondées sur le spectre d'un acétate d'axérophtol insuffisamment pur. Le standard international distribué par l'O. M. S. présente d'ailleurs un spectre d'absorption (obtenu par différence entre le spectre du standard et celui de l'huile de coton utilisée comme solvant) beaucoup plus proche de nos chiffres que de ceux de Morton et Stubbs.

PHARMACODYNAMIE. — *Double action vagotonisante et respiratoire des extraits pancréatiques et mode de titrage.* Note de MM. **Michel Polonovski**, **Daniel Santenoise** et Mme **Thérèse Santenoise**, présentée par M. Léon Binet.

Des travaux antérieurs ont montré que les extraits pancréatiques, préparés en vue d'obtenir, sous une forme très purifiée et totalement exempte d'insuline, la vagotonine, hormone régulatrice de l'excitabilité réflexe parasympathique, modifient aussi la ventilation pulmonaire et l'excitabilité chimique et réflexe des centres respiratoires. Devant ce résultat établissant que la fonction endocrine du pancréas intervient, en dehors des actions insuliniennes, à la fois sur l'activité des centres parasympathiques et sur celle des centres respiratoires, il y avait lieu de se demander si cette dualité d'effets ne résultait pas d'une dualité hormonale.

La solution de ce problème impliquait la mise au point d'un titrage physiologique précis de l'action vagotonisante d'une part et de l'action respiratoire d'autre part.

1. *Titrage de l'action des extraits pancréatiques sur l'excitabilité réflexe vagale.* — L'expérience a montré qu'il n'existe pas de relation quantitative entre la dose de vagotonine mise en œuvre et l'intensité des manifestations effectrices parasympathiques, du fait de la complexité des facteurs de leur régulation. Par ailleurs, il a pu être établi une relation très régulière entre la quantité de vagotonine et la durée de ses effets.

Le fait est facile à mettre en évidence chez le Lapin non anesthésié. En administrant la vagotonine en injection sous-cutanée à des animaux, chez lesquels une compression forte et suffisamment prolongée des globes oculaires n'entraînait pas auparavant de cardio-modération notable, on constate un certain temps après, sous l'influence de la compression des globes oculaires, l'apparition de véritables arrêts du cœur. Ils sont très aisément perçus à la main chez l'animal en décubitus latéral gauche et traduisent une augmentation de l'excitabilité réflexe cardio-modératrice.

L'expérience a montré qu'il existe, dans les limites des quantités physiologiques, une relation exponentielle $Q = q\,e^{T-t}$, q étant la dose correspondant à un accroissement d'excitabilité réflexe d'une durée t et Q la quantité nécessaire pour obtenir une durée d'action T traduite par l'arrêt du cœur.

Nous avons choisi comme unité vagotonisante la quantité q minimum nécessaire pour obtenir une augmentation de l'excitabilité réflexe vagale durant deux heures.

Pour titrer un extrait en unités vagotonisantes, il suffit donc d'en déterminer la durée d'action T correspondant à une quantité Q et de calculer q suivant la formule ci-dessus. On précise ensuite, par des essais successifs, la valeur de q qui donne une hypervagotonie de deux heures, chez au moins six lapins sur 10 animaux expérimentés.

2. *Titrage de l'action des extraits pancréatiques sur l'excitabilité chimique des centres respiratoires* (*action centropnéique*). — On peut, chez les cobayes non anesthésiés et non soumis à contention, déterminer avec précision le seuil d'excitabilité des centres respiratoires à l'aide de la méthode d'inhalation de mélange d'air et de CO_2, contenant des doses progressivement croissantes de CO_2, suivant une technique décrite en détail ailleurs par l'un de nous [1].

Lorsqu'on leur injecte de la vagotonine, on constate, 45 minutes après, un accroissement net de l'excitabilité chimique des centres respiratoires, mis en évidence par l'apparition d'une augmentation d'ampliation thoracique, pour des teneurs en CO_2 dans les mélanges gazeux inhalés notablement inférieures à celles qui étaient nécessaires pour déclencher le même effet avant l'administration de vagotonine.

Un très grand nombre d'essais nous a permis d'établir que la quantité moyenne minimum de vagotonine nécessaire pour modifier l'excitabilité chimique des centres respiratoires était assez constante et pouvait autoriser un titrage, en prenant comme unité respiratoire cette quantité-seuil rapportée à 100^g de cobaye.

Il faut éviter d'injecter un extrait contenant de l'insuline. Nous avons en effet constaté que l'abaissement, même modéré, du taux de la glycémie entraîne une diminution de la sensibilité chimique des centres respiratoires. Aussi, est-il indispensable, pour ce titrage, de désinsuliner totalement, par précipitation au ferrocyanure de potassium, l'extrait à essayer.

Il est bon aussi d'opérer sur des cobayes d'au moins 300^g, en bon état de nutrition, et ayant depuis peu ingéré des glucides, pour éviter une hypoglycémie éventuelle par décharge d'insuline en réponse à une excitation vagale.

Conclusions. — On peut titrer physiologiquement l'action vagotonisante et l'action centropnéique des extraits pancréatiques non insuliniens et suivre avec précision les modifications de la teneur de ces extraits en pouvoir hormonal vagotonisant et respiratoire aux différentes étapes de la purification de l'hormone.

---

(1) In *Exposés annuels de Biochimie médicale*, 12e série, 1950.

BACTÉRIOLOGIE. — *De la présence d'éléments corpusculaires particuliers et filtrables dans une mole hydatiforme compliquée de chorio-épithéliome.* Note (*) de M. **Roland de Ruyck**, présentée par M. Robert Courrier.

En vue de mettre en évidence l'existence éventuelle d'un virus dans les processus néoplasiques humains, nous avons examiné avec les techniques appropriées, une mole hydatiforme en voie de transformation chorio-épithéliomateuse. Un ultra-filtrat obtenu par passage du tissu tumoral broyé sur filtre Seitz, a été inoculé à la membrane chorio-allantoïdienne de l'embryon de poulet. Par ailleurs, nous avons examiné un ultra-centrifugat d'un broyat de la même tumeur au microscope électronique.

A. *Inoculation à la membrane chorio-allantoïdienne.* — Les lésions observées 7 et 10 jours après l'inoculation, intéressent les trois feuillets de la membrane. Au niveau de l'*ectoderme* on rencontre avec une constance absolue une hyperplasie et une métaplasie des cellules choriales accompagnées de lésions cytologiques qui rappellent les réactions que l'on observe dans les mêmes conditions avec certains virus.

La couche des cellules choriales présente un épaississement considérable; les cellules s'étagent sur plusieurs rangées, se gonflent, s'élargissent, deviennent éosinophiles. Le cytoplasme se vacuolise, prend un aspect spongieux et finit par être complètement remplacé par d'énormes vacuoles. Dans le noyau et dans le cytoplasme on rencontre des amas acidophiles, très condensés, qui, comme les corps d'inclusion des autres lésions à virus, prennent très fortement l'éosine par la coloration de Mann.

Le *mésoderme* est extrêmement œdémateux. A côté d'une infiltration inflammatoire, on y rencontre des amas de cellules ectodermiques qui présentent les mêmes modifications cytologiques que celles observées dans l'ectoderme hyperplasique. Le tissu conjonctif est quelquefois très distendu par d'énormes cavités aux limites arrondies qui déforment complètement l'aspect de la membrane.

L'*entoderme* montre des proliférations papillaires formées par des cellules endothéliales, qui donnent naissance en s'agrandissant à de petites tumeurs globuleuses plongeant dans la cavité allantoïdienne.

Ces tumeurs sont uniquement composées de cellules épithéliales, cubiques, très basophiles. Souvent, une grande vacuole centrale refoule le noyau. Dans la partie centrale de ces tumeurs les cellules deviennent moins basophiles et on y aperçoit les premiers signes de nécrose. Ces tumeurs, qui ont un aspect fongueux, sont reliés à l'endothélium qui leur a donné naissance par des tractus épithéliaux fragiles qui semblent quelquefois se rompre et libérer la petite

---

(*) Séance du 30 octobre 1950.

tumeur qui tombe dans la cavité allantoïdienne. Elles ne se rencontrent pas seulement à l'endroit de l'inoculation, mais s'observent sur toute la surface interne de la membrane.

B. *Étude au microscope électronique.* — Un broyat de tumeur suspendu dans de l'eau distillée est centrifugé à 2 500^g pendant 15 minutes. Le liquide surnageant est purifié par centrifugation fractionnée. Le culot obtenu par une dernière centrifugation à 17 000^g pendant une demi-heure est resuspendu dans $0^{cm^3},5$ d'eau distillée filtrée et examiné sur treillis après ombrage, suivant la technique habituelle.

Les images photographiques montrent la présence d'un très grand nombre de corpuscules arrondis qui par leur forme, leur opacité, leur régularité et leur abondance suggèrent fortement une nature de virus. Leur taille varie de $0^{\mu},05$ à $0^{\mu},1$; ils n'ont pas été retrouvés dans les extraits de placenta normal.

C. *Conclusion.* — L'inoculation sur membrane chorio-allantoïdienne de l'embryon de poulet d'un filtrat fait à partir d'une mole hydatiforme compliquée de chorio-épithéliome, entraîne des lésions complexes des trois feuillets de cettte membrane.

La nature des lésions ectodermiques est très suggestive de la présence d'un virus, et les lésions prolifératives de l'entoderme rendent compte des caractères cyto-stimulants de l'agent en cause.

Les images observées au microscope électronique révèlent l'existence d'éléments corpusculaires particuliers qui n'ont pas été retrouvés jusqu'ici dans le placenta normal et qui, d'après leurs caractères morphologiques pourraient bien être un virus.

PHYSIOLOGIE MICROBIENNE. — *Influence de la nature de l'aliment azoté sur la production d'alcool par* Sterigmatocystis nigra. Note de M. **Roger Raveux**, présentée par M. Roger Heim.

Nous avons montré précédemment [1], [2] qu'avec *Sterigmatocystis nigra* le *déséquilibre* du milieu de culture de Czapek pouvait amener l'apparition de composés volatils et notamment d'éthanol. Nous avons obtenu ce déséquilibre soit en élevant la quantité d'aliment carboné, soit en diminuant la concentration de l'un des éléments. Le résultat de ces études a mis en évidence l'influence prépondérante de la source azotée et des éléments catalytiques : zinc, fer, magnésium, etc. [3].

Nous examinons dans cette Note si la nature de la source azotée a une

(1) R. Jacquot et R. Raveux, *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 318-319.

(2) R. Raveux, *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 729-731.

(3) R. Raveux, *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 1006.

influence spécifique sur l'intensité de la formation d'éthanol. Comme source azotée, nous avons utilisé le nitrate de potassium et le sulfate d'ammonium. L'un et l'autre de ces deux composés modifient le pH du milieu et à mesure que leur azote est utilisé par l'organisme, en raison, soit de la formation de OHK, soit de la libération de SO_4H_2. Pour étudier l'influence particulière de la variation du pH avec chacune des deux sources azotées, nous avons ajouté des quantités variables, après deux et trois jours de culture (les récoltes étant faites après quatre jours), soit de potasse aux milieux s'acidifiant, soit d'acide sulfurique aux milieux s'alcalinisant. Voici les résultats obtenus avec la souche 315 cultivée sur 40^{cm^3} de liquide de Czapek à 20 % de glucose :

Source azotée.	pH terminal.	Mycélium sec (g).	Alcool formé (a).
NO_3K (0,757 %).....................	3,2	1,324	3,39
» + $1^{cm^3},6$ SO_4H_2 0,5 N (au total)..	2,7	1,279	3,20
» + $3^{cm^3},2$ SO_4H_2 0,5 N (»)..	2,3	1,384	2,98
$SO_4(NH_4)_2$ (0,495 %).................	1,2	0,814	3,65
» + $1^{cm^3},6$ OHK, N (au total)..	1,6	0,973	4,05
» + $3^{cm^3},2$ OHK, N (»)..	3,0	1,035	4,80

(*a*) et autres produits volatils, exprimés en millimolécules d'éthanol par gramme de mycélium sec.

On voit que, ramenée au poids du mycélium, la production d'alcool est plus faible en présence de nitrate qu'en présence de sel ammoniacal, à un pH analogue (3,0 à 3,2). Quelle que soit la nature de la source azotée, la diminution du pH au-dessous de 3 réduit la formation d'éthanol. Ces résultats, semblables à ceux obtenus avec les levures, paraissent en contradiction avec les observations de Molliard ([4]) sur *la fermentation alcoolique par* Sterigmatocystis nigra *en anaérobiose*. En réalité les deux facteurs n'avaient pas alors été dissociés et la supériorité du nitrate de potassium sur le chlorure d'ammonium n'était due qu'à une moins forte acidification du milieu.

La séance est levée à 15^h45^m.

L. B.

([4]) *Comptes rendus*, **163**, 1916, p. 570-572.